ORSAY

N° d'ordre : 2692

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Bernard BONIN

ETUDE DES RESONANCES GEANTES A HAUTE ENERGIE D'EXCITATION PAR DIFFUSION INELASTIQUE DE PARTICULES α

Soutenue le 23 mars 1983, devant la Commission d'Examen

MM.	M.	JEAN	Président
	J.M.	LOISEAUX	
	R.	BERGERE	
	D.	GOGNY	Examinateurs
Mme	H.	FARAGGI	
M.	G.	BRUGE	

LIBRARY

ORSAY

N° d'ordre : 2692

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Bernard BONIN

ETUDE DES RESONANCES GEANTES A HAUTE ENERGIE D'EXCITATION PAR DIFFUSION INELASTIQUE DE PARTICULES α

Soutenue le 23 mars 1983, devant la Commission d'Examen

MM.	M.	JEAN	Président
	J.M.	LOISEAUX	
	R.	BERGERE	
	D.	GOGNY	Examinateurs
Mme	H.	FARAGGI	
M.	G.	BRUGE	

SUMMARY

Angular distributions of 340 and 480 MeV alpha particules inelastically scattered by ^{208}Pb, ^{116}Sn, and ^{58}Ni up to 60 MeV of excitation have been measured. The experimental inelastic spectra have been analyzed by means of a new global method. The repartition of multipole strength thus obtained shows the already known low energy giant resonances into more details, and displays new high energy ones.

Je dédie cette thèse
à mes parents.

Remerciements

Cette thèse a été réalisée dans le service de Physique Nucléaire à moyenne energie, dont le chef est Jean Saudinos. Je le remercie pour son accueil, et pour l'attention qu'il porte à l'encadrement des jeunes thésards.

L'équipe associée à ce travail était composée de Madame H. Faraggi, W. Mittig, Madame L. Papineau, Avivi Yavin, Jacques Arvieux, Gaston Bruge, Jean Claude Lugol, Laurent Farvacque, Michel Buenerd, Bernard Berthier et Nicolas Alamanos. Tous ont contribué à mon apprentissage, et j'ai été heureux de travailler avec eux.

Je remercie également Daniel Gogny, Jacques Dechargé, Jacques Raynal, Jean Paul Blaizot et Richard Schaeffer pour le patient enseignement théorique que j'ai trouvé chez eux.

Gérard Milleret, Laurent Farvacque, Jean Habault et Jean Le Meur ont rendu possible la réalisation matérielle de nos expériences. Ils l'ont payée de beaucoup d'efforts et de quelques nuits blanches : qu'ils en soient remerciés.

L'analyse de ces expériences a nécessité d'importants moyens informatiques : merci à Yves Lussignol, Raymond Moreau et Claude Volant pour m'avoir guidé dans l'utilisation d'un ordinateur qu'ils "pilotent" de main de maître.

Merci aussi à Maurice Jean, Roland Bergère, Madame Faraggi, Jean Marie Loiseaux, Daniel Gogny et Gaston Bruge d'avoir accepté de juger cette thèse.

Merci à Mesdames P. Gugenberger et F. Lepage, Mesdames J. Billard, C. Burri, H. Chevaux et E. Thureau, ainsi qu'à Denis Bouziat pour la bonne présentation qu'ils ont su donner à mon manuscrit.

Madame Faraggi est l'initiatrice de ce travail, et c'est sous sa direction qu'il a été mené à bien. Je lui dis ici ma gratitude et mon profond respect.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543523_0030

TABLE DES MATIERES

RESUME 2

Chapitre I : INTRODUCTION 5

Généralités : approches macroscopique et microscopique des résonances géantes 6

Situation expérimentale des résonances géantes électriques 10

La résonance géante dipolaire isovectorielle 10

La résonance géante quadrupolaire 12

La résonance géante monopolaire 14

La résonance géante quadrupolaire isovectorielle 16

Les résonances géantes octupolaires 17

Le mode dipolaire isoscalaire 19

Les autres multipolarités 19

Intérêt comparé des diverses sondes pour l'étude des résonances géantes 20

Chapitre II : Eléments de théorie 24

Modèles microscopiques : la RPA 26

Modèles macroscopiques 30

Compressibilité du noyau 33

Calcul des densités de transition macroscopiques 34

Comparaison entre la RPA et les modèles macroscopiques 37

La DWBA appliquée à la diffusion inélastique 42

Les équations couplées 48

L'opérateur multipolaire de transition 51

La fonction de réponse et ses moments 53

La règle de somme EWSR 55

Les largeurs des résonances géantes 61

Chapitre III : Partie expérimentale 63

Le faisceau incident 64

Le spectromètre à perte d'énergie : principe général 65
Description du SPES 1 66
Architecture de la détection 67
Les compteurs à migration 69
L'électronique et l'informatique 70
Le monitorage 71
Etalonnage en énergie et recollement des spectres 72
Précision en énergie de nos mesures 73
Précision angulaire de nos mesures 74

Chapitre IV : Le traitement des données 77

Ce que nous avons mesuré 77
Présentation des données et soustraction du fond 83
Origine physique du fond 83
La méthode usuelle de soustraction du fond 85
Construction des spectres bidimensionnels 86
Notre méthode de soustraction du fond 92
Remarques générales sur la forme des spectres bidimensionnels.. 92
Les spectres A et B 94
Paramétrisation du fond 97
Erreurs de la méthode de soustraction du fond 103
L'analyse en multipolarités 106
DWBA appliquée 106
Le "jeu des petites croix" 112
Les ajustements multipolaires 114
Erreurs sur la fonction de réponse 117
La fonction de réponse du Plomb. Résultats et discussion 120
La fonction de réponse de l'Etain. Résultats et discussion 130
La fonction de réponse du Nickel. Résultats et discussion 136
La fonction de réponse comparée pour les trois noyaux. Résultats et discussion 140
Les interférences 149

Chapitre V : Perspectives et conclusions 154

Perspectives expérimentales 155
La diffusion d'ions lourds de moyenne énergie 155
Les expériences en coïncidence 156
Les expérience autour de zéro degré 157

CONCLUSION 158

RESUME

Les particules α sont des sondes intéressantes pour l'étude des résonances géantes : elles excitent sélectivement les états isoscalaires, avec une distribution angulaire caractéristique de chaque multipolarité. Il est avantageux de travailler à haute énergie incidente ; les hautes multipolarités sont alors favorisées, et excitées avec une forte section efficace. Enfin, les pics gênants dus aux réactions de pick up, comme par exemple :

$$\alpha + X \rightarrow {}^5He + X'$$
$$\downarrow$$
$$\alpha \text{ (détecté)} + n$$

sont rejetés à haute énergie d'excitation.

Une expérience de diffusion inélastique de particules α, réalisée auprès de l'accélérateur Saturne et du spectromètre SPES 1, nous a permis d'obtenir cinq jeux de spectres d'excitation (pour 7 MeV < E^* < 60 MeV) à différents angles de diffusion (entre 3 et 12°) sur différents noyaux cibles (^{208}Pb, ^{116}Sn et ^{58}Ni) et à deux énergies incidentes (T_α = 340 et 480 MeV).

La force multipolaire présente à haute énergie d'excitation (E^* > 20 MeV) est attendue dans les spectres inélastiques sous la forme de bosses larges et plates superposées à un fond continu important. Ces bosses correspondent le plus souvent à un mélange de multipolarités ; tout ceci rend difficile leur détection dans les spectres, et, plus encore, l'analyse de leur composition multipolaire.

Nous avons concu une méthode originale pour mettre en évidence cette force multipolaire. La distribution angulaire associée aux résonances est oscillante alors que celle du fond est supposée douce. Pour mettre à profit cette différence, nous avons groupé tous nos spectres inélastiques pris à différents angles dans une matrice à deux dimensions (E^*,θ). Cette présentation permet de visualiser directement la présence de force multipolaire, avant toute soustraction du fond (p. 86). L'étape suivante consiste précisément à soustraire ce fond. Nous avons pu prouver qu'il avait une forme exponentiellement décroissante, aussi bien pour sa dépendance angulaire que pour sa dépendance en énergie d'excitation

$$F(E^*,\theta) = \exp a_1\theta + a_2 E^* + a_3 E^*\theta + a_4 \qquad *$$

(ceci n'est vrai que pour E^* > 15 MeV).

La formule * s'applique pour tous nos jeux de données, avec des paramètres variant de façon cohérente en fonction de l'énergie incidente et de la masse du noyau cible (p.102). Il resterait à voir quel est son domaine de validité réel :

sa simplicité laisse penser qu'elle est susceptible d'une interprétation théorique simple.

Nous avons ensuite cherché quelle était la (ou les) multipolarité (s) associée (s) à la section efficace présente au-dessus du fond. La méthode habituelle de déconvolution de la force multipolaire sous forme de pics gaussiens présente de nombreux défauts, et est mal adaptée à l'étude des résonances géantes à haute énergie d'excitation. Pour y remédier, nous avons découpé nos spectres en tranches d'énergie larges de 300 keV, et analysé séparément la composition multipolaire de chaque tranche. La méthode d'analyse utilisée suppose que la force multipolaire présente dans la tranche est un mélange de multipolarités

$$\sigma_{exp}(\theta) = \sum_L \alpha_L \sigma_L(\theta) \quad . \qquad (p.106)$$

La séparation des différentes composantes du mélange est rendue possible par le fait que les distributions angulaires théoriques $\sigma_L(\theta)$ calculées en DWBA et associées à chaque multipolarité L, ont chacune une forme caractéristique (p.111). Cette méthode d'analyse, appliquée à chaque tranche du spectre d'excitation, permet d'obtenir pour chaque noyau la répartition de la force multipolaire en fonction de l'énergie d'excitation. Le résultat est montré fig. (IV.39) p. (142) pour les trois noyaux étudiés.

Les fonctions de réponse ainsi obtenues pour le plomb, l'étain et le nickel présentent une cohérence et des analogies remarquables.

La loi de dépendance de l'énergie d'excitation d'une résonance en fonction de la masse du noyau ($E^* \sim A^{-1/3}$) est bien respectée, surtout à basse énergie ($E^* < 25$ MeV).

La similitude des trois fonctions de réponse montre que celle-ci dépend essentiellement des propriétés de la matière nucléaire et non des détails de structure propres à chaque noyau.

Les traits intéressants que montre cette fonction de réponse commune sont les suivants :

- Présence de force 4^+ $2\hbar\omega$ sous les résonances géantes quadrupolaire et monopolaire
- Excitation de force dipolaire isovectorielle à $78\ A^{-1/3}$ MeV. Avec des particules α comme projectiles, cette excitation ne peut se faire que par interaction coulombienne.
- Présence de force 3^- $3\hbar\omega$ vers $125\ A^{-1/3}$ MeV. Cette force est très étalée dans le plomb, et sa répartition n'a pas du tout la forme d'une gaussienne.
- Nous observons dans les trois noyaux une composante 5^-, $3\hbar\omega$ à la même énergie.

- Présence de force dipolaire isoscalaire vers $E^* = 150\ A^{-1/3}$ MeV.

- Présence de force 4^+ $4\hbar\omega$ débutant à 35 MeV d'excitation dans le plomb.

- Au-delà de $200\ A^{-1/3}$ MeV, la force multipolaire que nous observons est si diluée qu'elle ne mérite plus le nom de "résonances géantes". Sa présence est néanmoins bien assurée, et semble confirmer les résultats des récentes expériences de diffusion inélastique d'ions lourds qui montrent l'existence de force multipolaire jusqu'à très haute énergie d'excitation.

L'ensemble de cette fonction de réponse est qualitativement en accord avec les calculs microscopiques du type RPA.

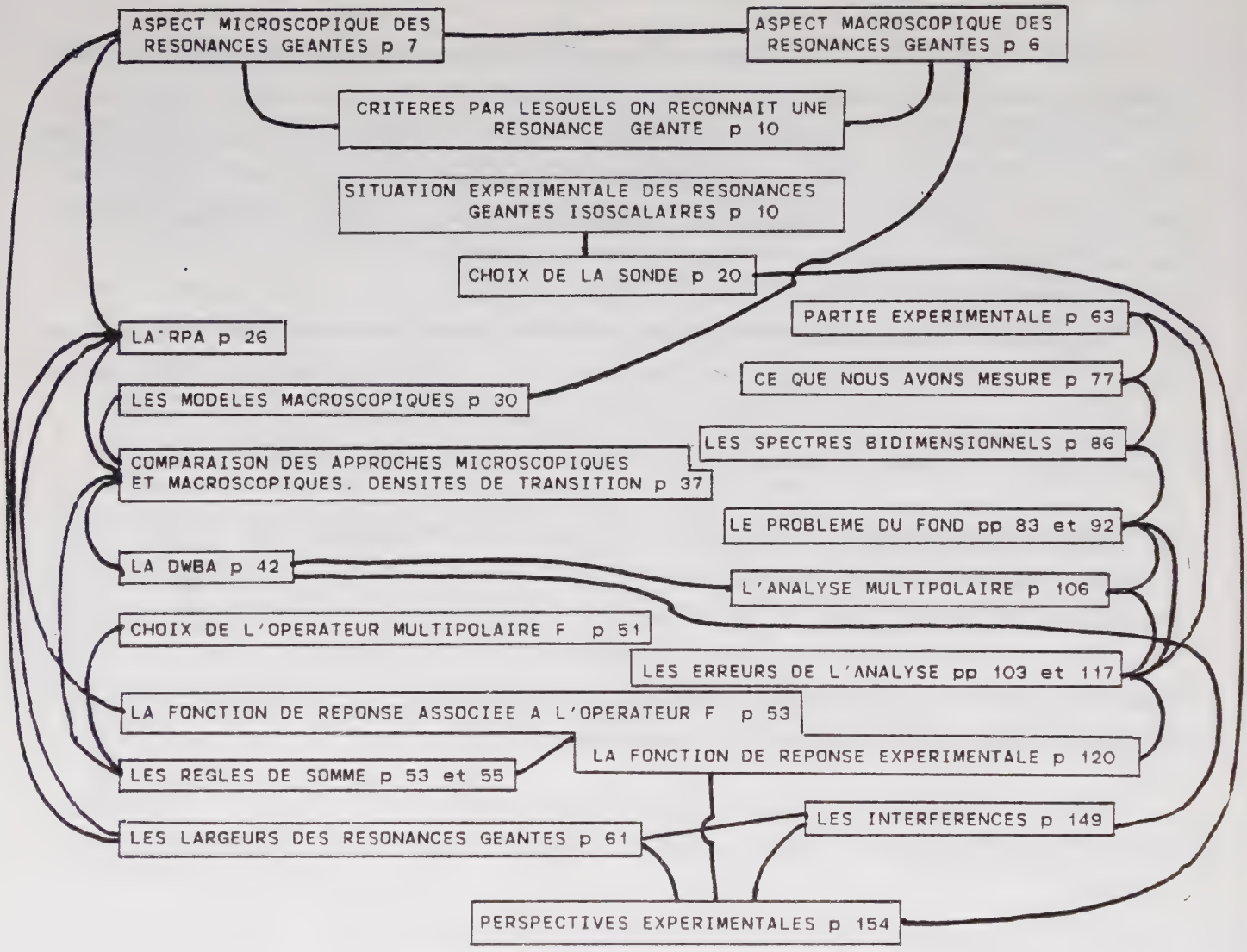
Du côté théorique, nous exposons un modèle macroscopique très simple, décrivant les modes de vibration du noyau pour lesquels la force de rappel est due à la compressibilité de la matière nucléaire (p.30). L'accord avec les théories RPA est bon. Le modèle justifie une représentation macroscopique de ces modes de vibration, et montre qu'il existe une grande variété de modes de compression à découvrir dans les noyaux.

La règle de somme dite "EWSR" est universellement adoptée comme critère pour mesurer le degré de collectivité d'une résonance. Nous avons essayé d'évaluer son domaine de validité réel, qui est limité aux petits transferts, et de montrer qu'une règle de somme raisonnable doit dépendre du moment transféré (p. 55).

La méthode d'analyse expérimentale des résonances géantes qui est présentée ici est bien adaptée à l'étude des résonances à haute énergie d'excitation. Elle est cependant limitée à $E^* < 35$ MeV environ. Pour les plus hautes énergies d'excitation, la force multipolaire expérimentale a une distribution angulaire atypique, difficile à analyser. Nous expliquons ce phénomène par des effets d'interférences possibles entre deux modes de même multipolarité.

Enfin, l'avenir des recherches expérimentales sur les résonances géantes est discuté, et notamment, l'intérêt des sondes d'ions lourds à moyenne énergie (p.155).

RELATIONS ENTRE LES DIFFERENTS SUJETS DE CE TRAVAIL



Chapitre I

INTRODUCTION

Qu'est-ce qu'une résonance géante ? C'est une excitation du noyau, à laquelle participent un nombre important de nucléons dont le mouvement est ordonné de façon cohérente. Ce mouvement est en fait si collectif qu'on peut considérer que le noyau vibre comme une goutte d'un fluide macroscopique. De ce fait, il existe deux façons, l'une microscopique, l'autre macroscopique, d'aborder le sujet.

Approche macroscopique

Dans l'interprétation macroscopique, le noyau est assimilé à une goutte d'un fluide, avec une énergie de liaison décomposable selon la formule semi-empirique de Weiszäcker (énergies de volume, surface, asymétrie et coulombienne). Cette goutte peut répondre à une perturbation extérieure en se mettant à vibrer autour de sa position d'équilibre. La force de rappel associée à cette vibration est due à la variation d'énergie potentielle de la goutte. Les modes propres de vibration sont régis par les lois de la mécanique des fluides.

Ce modèle macroscopique est simple. Il rend bien compte du caractère collectif des résonances géantes, de leur existence dans tous les noyaux moyens ou lourds et de la loi en $E^* \sim A^{-1/3}$ qui gouverne l'énergie d'excitation de chaque mode. En effet, pour obtenir une onde stationnaire dans un résonateur sphérique, la longueur d'onde du mode doit être proportionnelle au rayon R du résonateur ; puisque $R \sim A^{1/3}$, on a $\omega \sim A^{-1/3}$.

Quelques raffinements de ce modèle (cf p. 30), visant à introduire des propriétés quantiques pour le fluide de la goutte ont même permis de calculer correctement l'énergie d'excitation de toutes les résonances géantes connues. D'autre part, en introduisant une viscosité empirique pour le liquide de la goutte, on peut aussi rendre compte des largeurs associées aux résonances géantes.

Approche microscopique

Toute interprétation correcte des résonances géantes doit passer par un modèle microscopique, dans lequel on les représente comme des superpositions cohérentes de transitions particule-trou entre les états du modèle en couches. Dans ce dernier, chaque couche principale contient plusieurs sous couches, et est séparée de ses voisines par une énergie qui vaut approximativement $\hbar\omega \simeq 41\ A^{-1/3}$ MeV. Dans ce modèle, les nucléons du noyau se meuvent indépendemment les uns des autres dans un puits de potentiel moyen, et peuvent sauter d'un état à un autre sous l'influence d'une interaction qui ordonne leurs transitions en un mouvement cohérent.

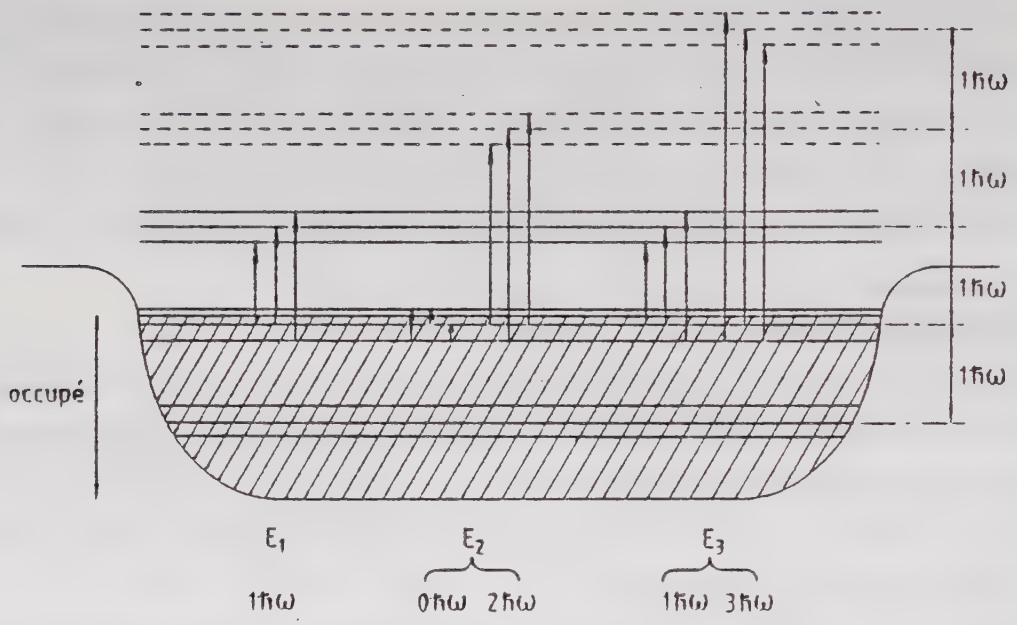


Fig. I.1 : *Schéma des transitions dans un modèle de particules indépendantes.*

Dans une réaction directe (par exemple une collision avec un nucléon incident) il y a d'abord excitation d'un nucléon de la cible. Un opérateur d'interaction raisonnable pour une excitation isoscalaire de multipolarité L a la forme $r^L\ Y_L^M$ pour $L \geqslant 2$. Cet opérateur peut exciter un nucléon en lui faisant sauter au plus L couches principales. La conservation de la parité exige que le nombre de couches effectivement sauté par le nucléon soit pair ou impair suivant que L est pair ou impair.

(Exemple : L = 4 : sauts possibles : 0 ħω, 2 ħω, 4 ħω ; parité positive).

Si le nucléon excité par le projectile est excité dans le continuum et s'échappe, nous avons affaire à un processus de knock out ou de pick up. Si le nucléon de la cible est excité dans un état lié ou quasi lié, le noyau cible subit une excitation 1 particule - 1 trou ; nous avons affaire à de la diffusion inélastique.

Dans le cas des résonances géantes, le nucléon est excité à des énergies positives : ce nucléon a donc la possibilité de s'échapper. Mais à cause d'interactions dans l'état final, l'état 1p - 1t considéré peut se coupler avec d'autres états 1p - 1t pour former la résonance géante. Plus le nombre d'états 1p - 1t concernés par ce couplage est grand, plus l'état est collectif. La mesure de cette collectivité se fait à l'aide d'une règle de somme qui détermine une limite supérieure pour la probabilité de transition observable dans un noyau pour une multipolarité donnée.

Après un certain temps, la résonance géante ainsi formée "meurt" soit parce qu'un nucléon du noyau s'est échappé (couplage au continu), soit parce qu'un état 1p - 1t qui participait à la résonance s'est couplé avec un état 2p - 2t.

La largeur de la résonance géante, déterminée par son temps de vie, dépend de ces deux couplages.

Les excitations correspondant à des mouvements collectifs dans lesquels protons et neutrons bougent en phase sont dites isoscalaires (T=0). Si protons et neutrons sont en opposition de phase, l'excitation est isovectorielle (T=1) (cf fig. I.2) (p. 9). De même, celles dans lesquelles les particules de spin ↑ et spin ↓ bougent en phase sont notées S=0, etc. Les excitations pour lesquelles il y a mouvement de charge électrique sont dites "électriques" ; celles pour lesquelles il y a mouvement de spins sont dites "magnétiques".

Il ressort des idées très simples exposées plus haut que l'énergie d'excitation d'une résonance géante n $\hbar\omega$ doit être à peu près n 41 $A^{-1/3}$. Mais ceci n'est qu'approximatif. En fait, les états collectifs S=T=0 sont toujours à une énergie plus faible que n. 41 $A^{-1/3}$ MeV ; de même les états S=1 ou T=1 sont toujours à une énergie plus forte que cette valeur. Ceci est dû au fait que la force neutron-proton est plus grande que la force n-n ou p-p. Il faut donc plus d'énergie pour séparer les protons des neutrons et les faire vibrer en opposition de phase (cas T=1) que pour les faire vibrer en phase (T=0).

L'interprétation microscopique des résonances géantes se fait principalement à l'aide des théories RPA. Ces dernières, décrites plus en détail dans le chapitre "Théorie" ont rencontré de nombreux succès dans leurs prédictions sur l'existence et la position en énergie des diverses résonances géantes. Ces théories sont pour l'instant incapables de rendre compte des largeurs des résonances, pas plus que de leurs modes de décroissance. Il est vrai que des tentatives récentes ont eu lieu dans ce but (cf p. 28). Pour l'instant, elles ne rendent que partiellement compte des faits expérimentaux.

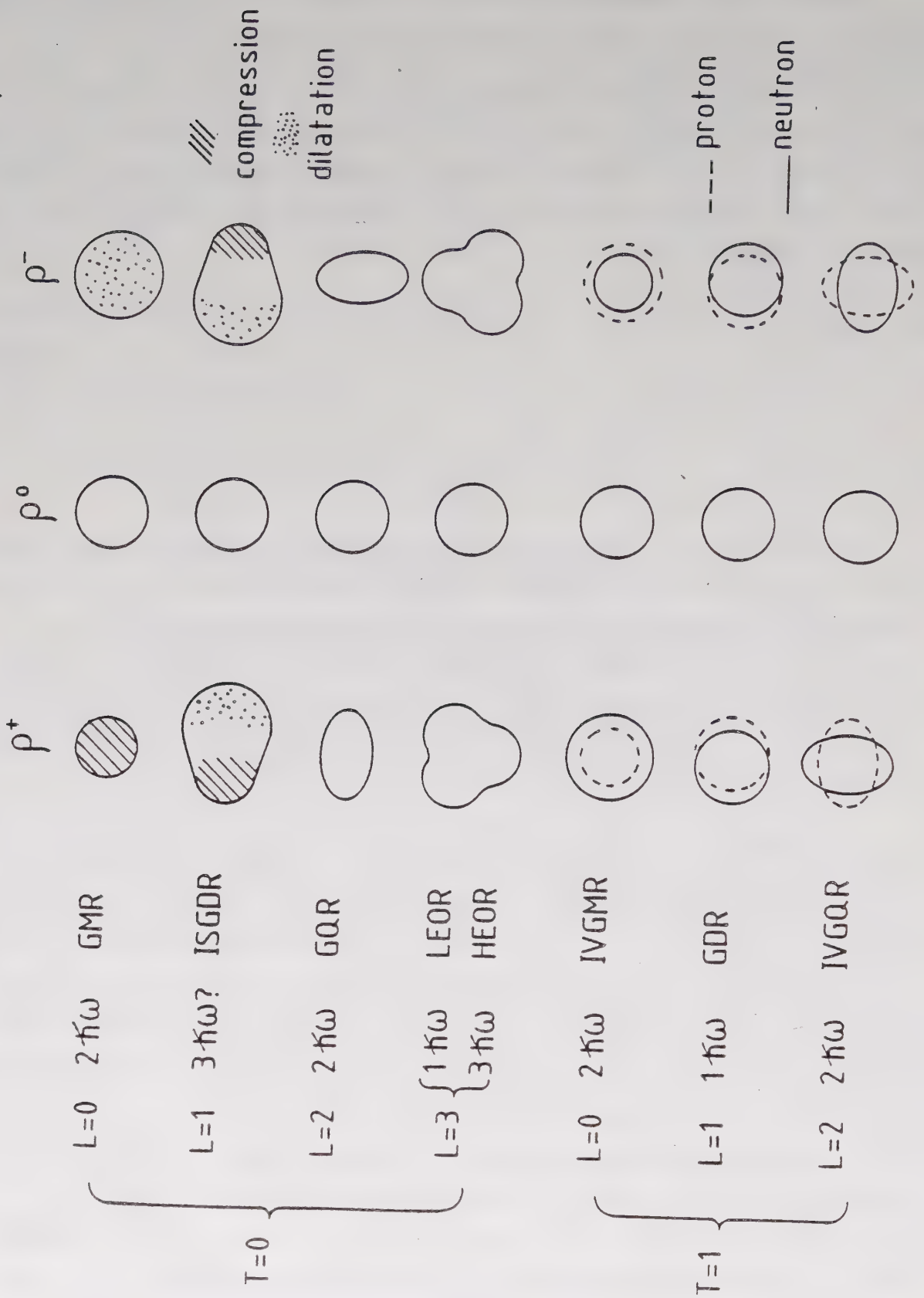


Fig. I.2 : *Tableau des principaux modes de vibration électriques observés ou prévus dans les noyaux.*
ρ_o représente un noyau sphérique dans son état fondamental ρ_+ et ρ_- le représentent respectivement une demi période de vibration plus tôt et plus tard.

Critères de reconnaissance des résonances géantes

Récapitulons les critères par lesquels on reconnaît une résonance géante.

- C'est un état très collectif, épuisant un large pourcentage de la règle de somme.
- C'est un mode de vibration que l'on retrouve dans tous les noyaux.
- L'énergie d'excitation de la résonance dépend du noyau et suit approximativement une loi $E^* \sim A^{-1/3}$.

Nous utiliserons ces critères (parfois en les critiquant !) tout au long de ce travail.

Ce qui vient d'être dit sur les résonances géantes fait comprendre l'intérêt de leur étude. Celle-ci permet de remonter à des propriétés fondamentales de la matière nucléaire, comme par exemple sa compressibilité. Elle nous apporte des informations sur les forces nucléon-nucléon à l'intérieur du noyau. Elle sert de banc d'essai à des théories et modèles du noyau (RPA, hydrodynamique ...) qui sont ensuite appliqués à d'autres domaines d'études.

Les résonances géantes magnétiques ont été étudiées par diffusion d'électrons et par des réactions du type (p,n) ou (^{3}He,t). C'est actuellement un sujet en pleine expansion. Cependant, l'essentiel de nos connaissances expérimentales concerne les résonances géantes électriques. Elles seules font l'objet de ce travail. Nous allons passer en revue leur situation expérimentale actuelle.

Historique et situation expérimentale des résonances géantes électriques

La résonance géante dipolaire

La résonance géante dipolaire (GDR) est la mieux connue : c'est la première à avoir été mise en évidence par Baldwin et Klaiber en 1947, par des expériences de photoabsorption. Il s'agit d'une résonance isovectorielle $J^\pi = 1^-$. Protons et neutrons oscillent donc en opposition de phase (Fig. I.2).

Comme prédit dans le modèle hydrodynamique de Steinwedel et Jensen, la dépendance de masse de l'énergie d'excitation suit à peu près la loi empirique $E^* = 78\ A^{-1/3}$ MeV. L'analyse détaillée de cette dépendance de masse permet une détermination de l'énergie de volume et de l'énergie de surface du noyau. Des calculs microscopiques du type RPA rendent aussi bien compte de la fréquence de la GDR. La largeur de la GDR varie entre 4 et 8 MeV pour les noyaux les plus légers. (fig. I.3).

Dans les noyaux déformés, la GDR se scinde en deux composantes d'énergie différentes correspondant à des oscillations de polarisation parallèles et perpendiculaires à l'axe de symétrie du noyau (BER 75, CAR 74, BEI 74). La GDR épuise la totalité de la règle de somme pour les noyaux A > 100.

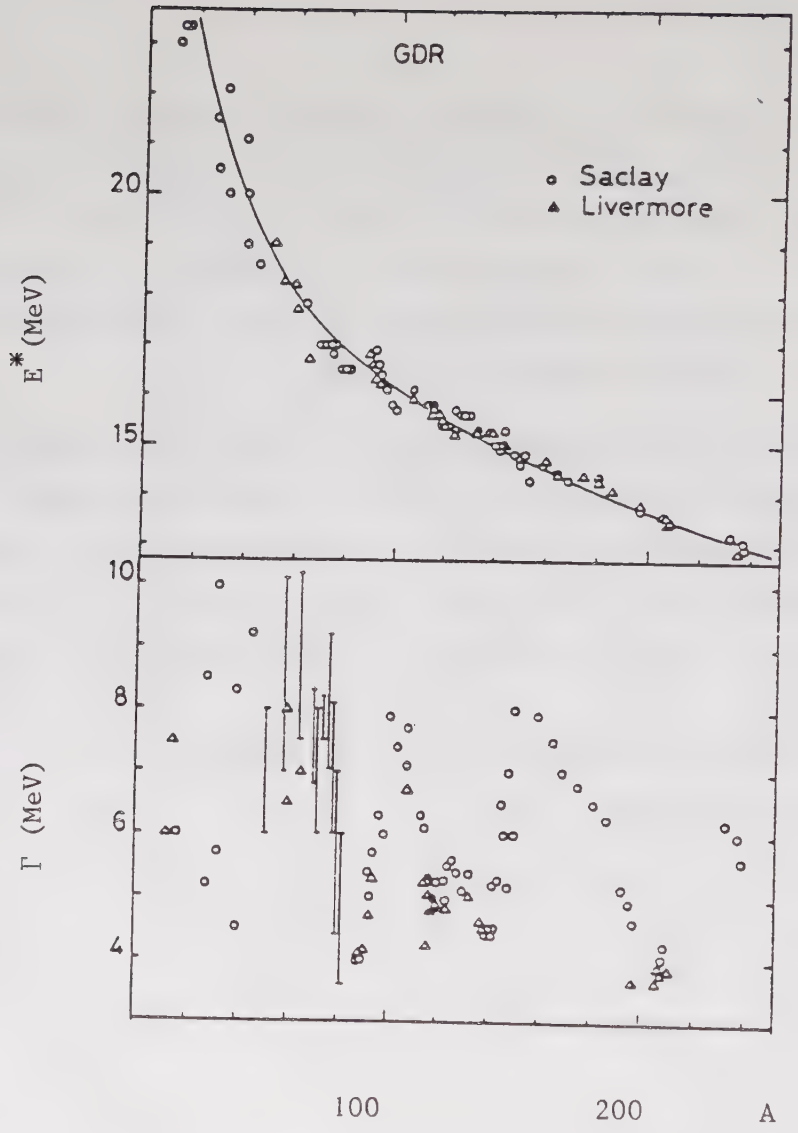


Fig. I. 3 : *L'énergie d'excitation et la largeur de la GDR en fonction de la masse du noyau. (BER 75, BEI 74).*

La résonance géante quadrupolaire

La découverte de la résonance géante quadrupolaire (GQR), il y a une dizaine d'années, a relancé l'intérêt porté à l'exploration du continuum nucléaire. D'abord observée en diffusion d'électrons (PIT 71, FUK 72) dans les noyaux lourds, son existence a ensuite été confirmée par diffusion inélastique de protons (LEW 72). Son identification s'est faite grâce à sa distribution angulaire caractéristique L = 2.

Depuis, elle a fait l'objet d'études avec la plupart des sondes hadroniques : protons, particules α, ^{3}He, pions. Le nombre de publications la concernant ne cesse de croître (OAK 79, BER 80).

Ce mode a été observé dans la plupart des noyaux stables et cette systématique a permis de le localiser à une énergie $E^* = 63\ A^{-1/3}$ MeV, avec une largeur variant de 2,5 à 6 MeV pour les noyaux les plus légers.

Le pourcentage de règle de somme épuisé par la GQR varie beaucoup selon les sondes et les méthodes d'analyse utilisées. D'une façon générale, la GQR épuise la majeure partie de la règle de somme dans les noyaux de masse A > 100 (fig. I.4).

Ce pourcentage décroît pour les noyaux légers ; dans ceux-ci la GQR apparaît comme fragmentée, ce qui n'est pas le cas dans les noyaux lourds, à l'exception du plomb (MAR 75, DJA 82, PIT 77, EYR 79).

Du point de vue théorique, il s'agit d'un mode de vibration $J^\pi = 2^+$, $2\hbar\omega$, dans lequel le noyau, supposé sphérique au repos, vibre selon deux axes perpendiculaires en prenant la forme d'un ellipsoïde (Fig. I.2) (p. 9). La GQR est un mode de surface dans lequel la matière nucléaire n'est pas comprimée.

Vu la simplicité de la GQR, on s'attendrait à ce qu'elle soit bien décrite en termes hydrodynamiques. Il n'en est rien : le modèle hydrodynamique le plus simple (pour lequel la force de rappel associée à ce mode est la tension superficielle de la goutte nucléaire) prédit $E^* \sim 30\ A^{-1/3}$ MeV, ce qui est deux fois trop faible.

Mais plusieurs approches macroscopiques récentes (HOL 81, BER 77, BOH 76, HAS 81, AZZ 81, NIX 80), dans lesquelles le noyau est traité comme un fluide

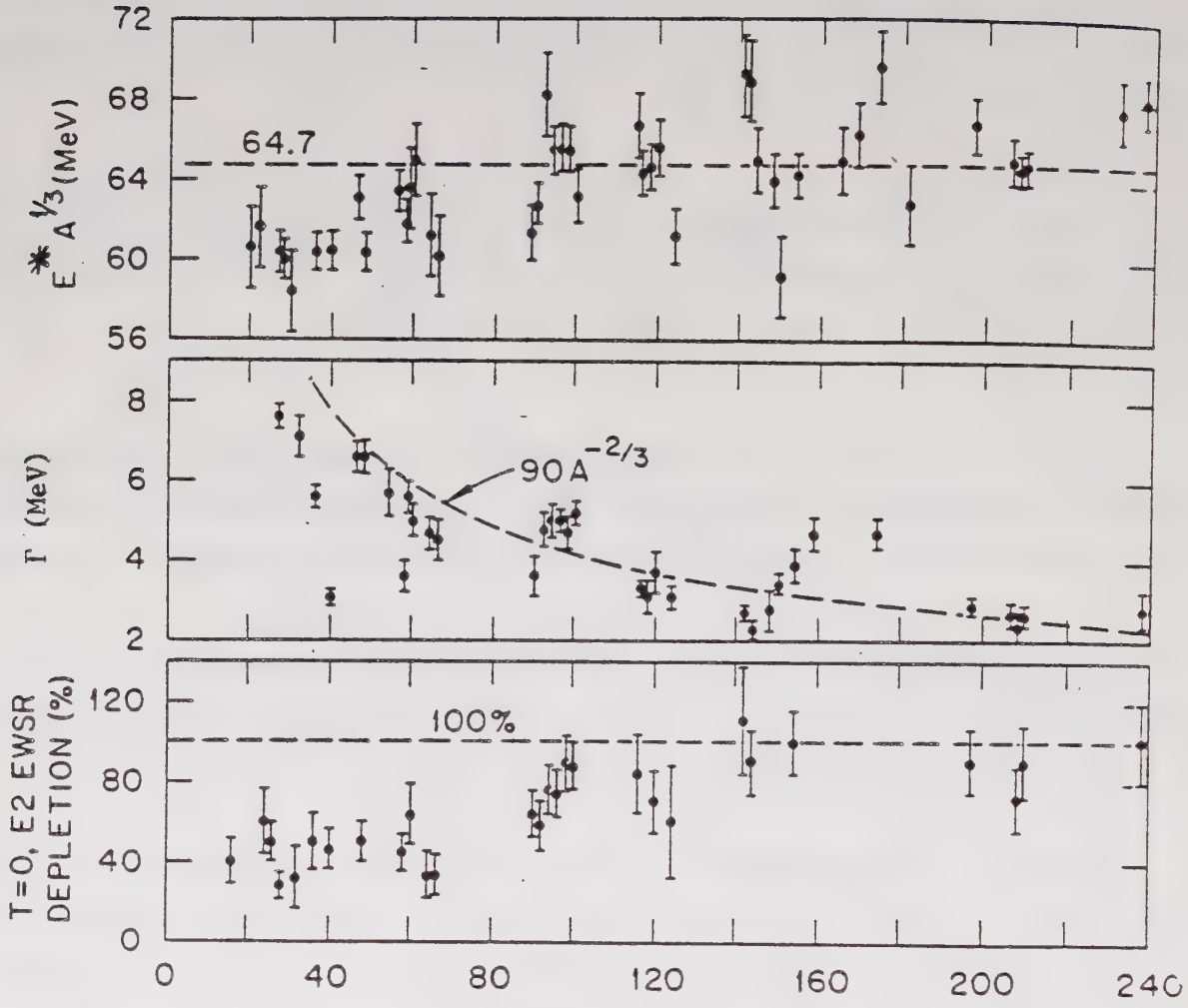


Fig.1.4: *L'énergie d'excitation, la largeur et le degré de collectivité (en pourcentage de règle de somme) de la résonance géante quadrupolaire (BER 80) en fonction de la masse du noyau.*

quantique où les nucléons ont un grand libre parcours moyen, ont donné une dépendance $E^* = 63\ A^{-1/3}$ MeV qui est celle observée expérimentalement. Selon ces approches, la force de rappel serait essentiellement due à la déformation de la surface de Fermi.

Des calculs microscopiques du type RPA rendent aussi bien compte de la fréquence de la GQR.

La résonance géante monopolaire

Récemment mise en évidence (MAR 75) la résonance géante monopolaire (GMR) suscite un intérêt particulier. Il s'agit d'un mode de vibration $J^\pi = 0^+$, $2\hbar\omega$, dans lequel le noyau se contracte et se dilate alternativement, tout en restant sphérique, les neutrons et les protons oscillant en phase (Fig. I.2) (p. 9). Par contraste avec le mode quadrupolaire, le mode monopolaire affecte le volume entier du noyau. La force de rappel qui lui est associée est principalement due à la compressibilité du noyau. La mesure de la fréquence du mode monopolaire constitue actuellement le seul moyen expérimental d'évaluer une grandeur importante : la compressibilité de la matière nucléaire. La caractérisation définitive de la GMR a été retardée par le fait que les distributions angulaires L = 0 et L = 2 ont presque la même forme (sauf aux angles avant) et par le fait qu'elle apparaît à une énergie voisine de celle de la GQR ($80\ A^{-1/3}$) : le plus souvent la GMR apparaît mélangée à cette dernière.

D'habiles procédures expérimentales (BUE 79, YOU 79, WIL 80, YAM 78) et d'analyse des données (LEB 81) ont été mises au point et permettent de séparer les contributions des deux modes. Une bonne systématique existe maintenant concernant la GMR (BUE 81).

La largeur de la GMR varie de 2 à 6 MeV pour les noyaux les plus légers (Fig. I.5) ; elle épuise 100 % de la règle de somme dans les noyaux A > 100. Pour les noyaux plus légers, ce pourcentage décroît régulièrement et pour A < 40 la GMR disparaît. La fréquence du mode monopolaire est bien décrite dans le cadre du modèle macroscopique simple, avec une compressibilité de la matière nucléaire de 200 MeV. Ce modèle simple reproduit même la légère déviation observée par rapport à la loi en $A^{-1/3}$, qui est due à des effets de tension superficielle. Comme pour tous les autres modes, les calculs microscopiques du type RPA reproduisent bien l'expérience.

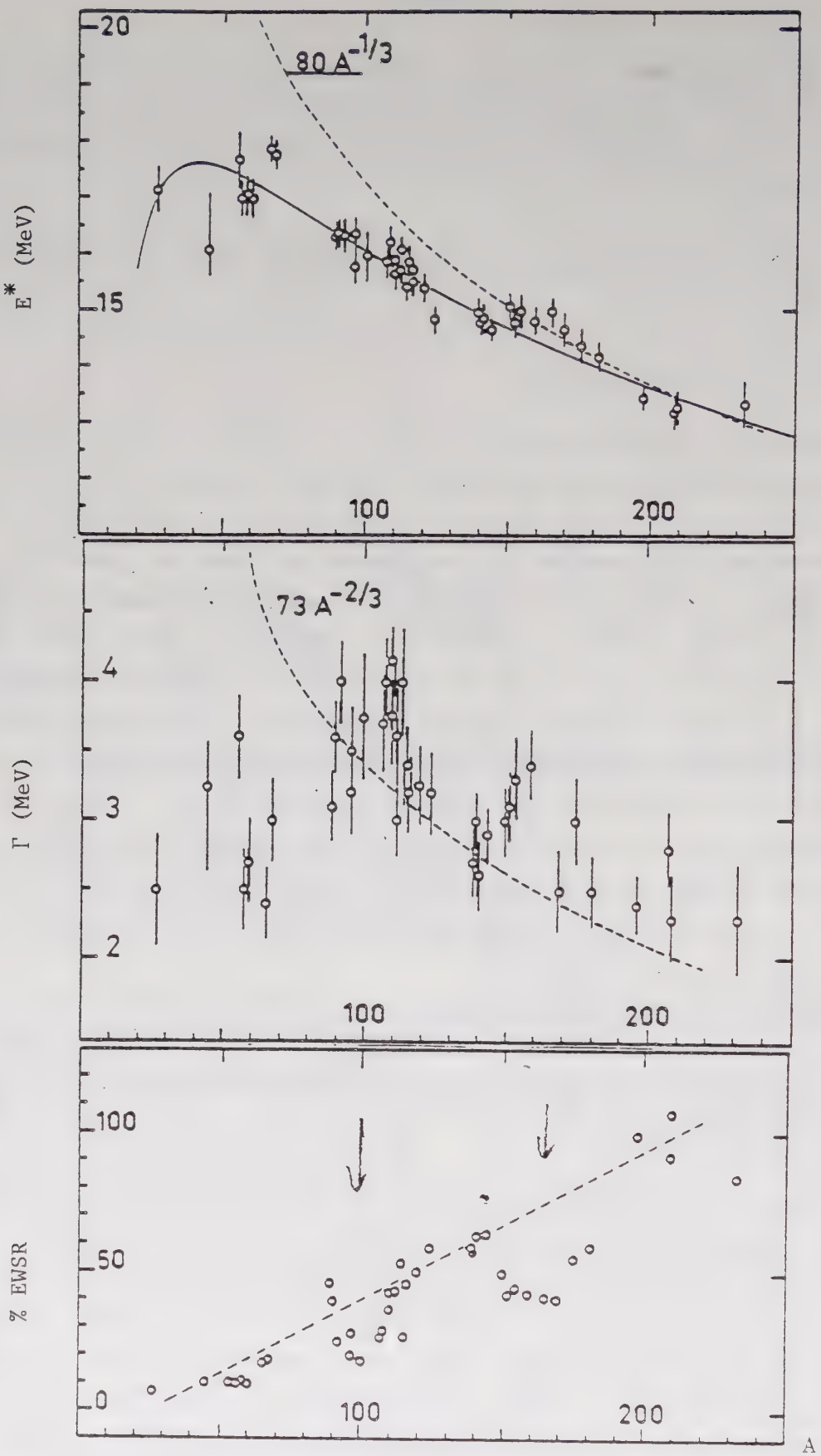
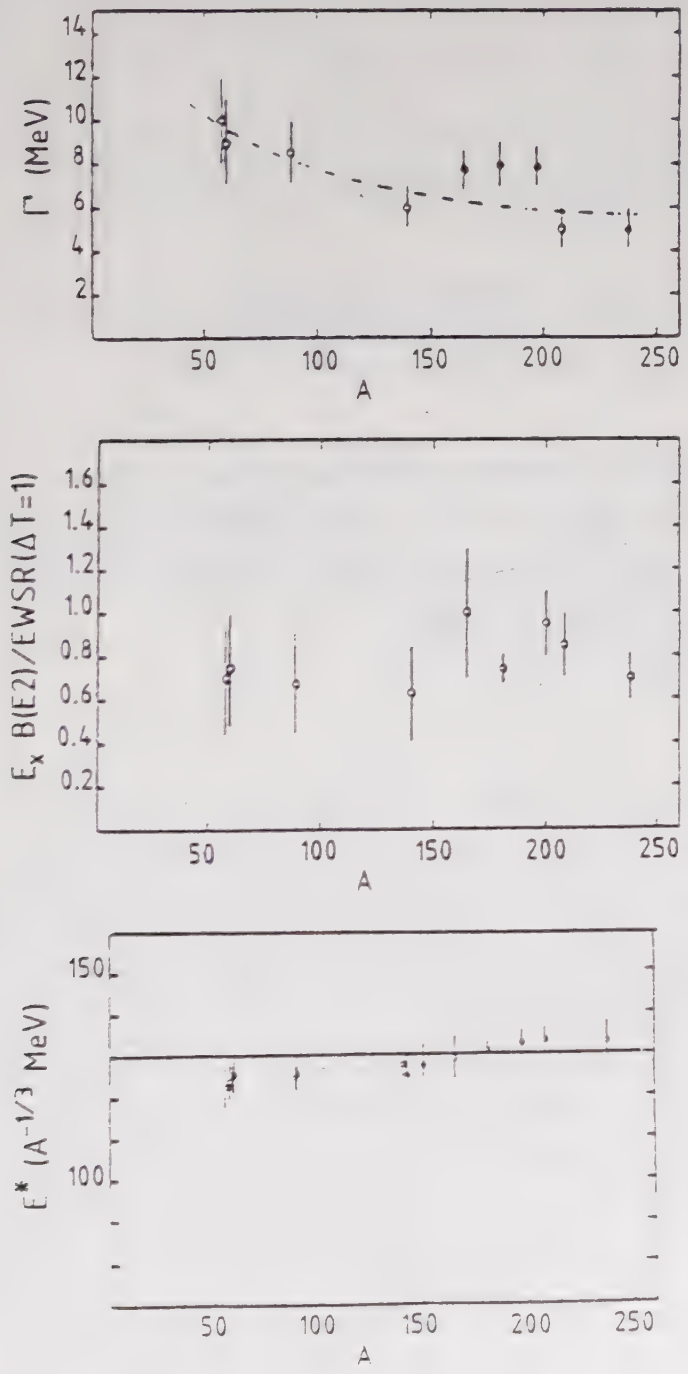


Fig. I.5 : *L'énergie d'excitation, la largeur et le degré de collectivité (en pourcentage de règle de somme) de la résonance géante monopolaire en fonction de la masse du noyau.*
(BUE 81)

La résonance géante quadrupolaire isovectorielle

Il s'agit d'un mode de vibration $L=2^+$, $T=1$, $2\hbar\omega$, dans lequel protons et neutrons oscillent en opposition de phase (Fig. I.2). A cause de sa nature isovectorielle, ce mode de vibration est attendu à plus haute énergie que son homologue isoscalaire. En effet, elle a été identifiée à une énergie $E^* = 130\ A^{-1/3}$ MeV, l'observation portant sur une quinzaine de noyaux (Fig. I.6). La diffusion inélastique d'électrons excite également bien les modes isoscalaires et isovecteurs. Par contre, en diffusion de hadrons, l'excitation des modes isoscalaires est en général très favorisée. C'est ce qui explique que la GQR isovectorielle n'ait été observée à ce jour qu'avec des sondes électroniques (sauf pour le plomb où elle a été récemment identifiée par diffusion de protons (DJA 82).



I V G Q R

fig. I.6 : *L'énergie d'excitation, la largeur et le degré de collectivité de la résonance quadrupolaire isovectorielle en fonction de la masse du noyau (OAK 79).*

Si l'on utilise le modèle de Goldhaber Teller pour le facteur de forme de la vibration, la GQR T=1 épuise 100 % de la règle de somme, même pour les noyaux légers. Si l'on utilise le modèle de Myers-Swiatecki, ce pourcentage tombe à environ 30 %. Sa largeur varie de 2 à 6 MeV pour les noyaux légers. Les calculs microscopiques RPA reproduisent bien la fréquence de ce mode.

Les résonances géantes octupolaires isoscalaires

Le modèle de particules indépendantes prédit que la force $J^{\pi} = 3^{-}$ est répartie en deux blocs, autour des énergies d'excitation 1 $\hbar\omega$ et 3 $\hbar\omega$.

Ceci est confirmé expérimentalement, puisque deux modes octupolaires ont été observés.

- Le mode octupolaire de basse énergie (LEOR). Localisé à une énergie d'excitation de 32 $A^{-1/3}$ MeV, ce mode a été observé depuis longtemps dans un grand nombre de noyaux (MOS 76) (mais pas dans les noyaux légers ni dans le plomb). Ce mode épuise entre 10 et 20 % de la règle de somme.

- Le mode octupolaire de haute énergie (HEOR). D'observation récente (MOR 80, CAR 80, YAM 81), ce mode n'a été pour l'instant mis en évidence que dans quelques noyaux sous forme d'une bosse large et plate, située à une énergie supérieure à celle de la GMR, et difficile à localiser et à analyser. Sa composition multipolaire exacte est elle-même controversée : la présence de force 3^{-} est acquise, mais cette dernière est peut-être mélangée à d'autres multipolarités, notamment 1^{-} ou 5^{-}. Vu les difficultés rencontrées dans l'analyse, il est hasardeux de parler de pourcentages de règle de somme. Ceux publiés par différents auteurs sont assez divergents (cf. tableau IV 5 et références incluses). La systématique associée à ce mode est résumée fig. (I.7).

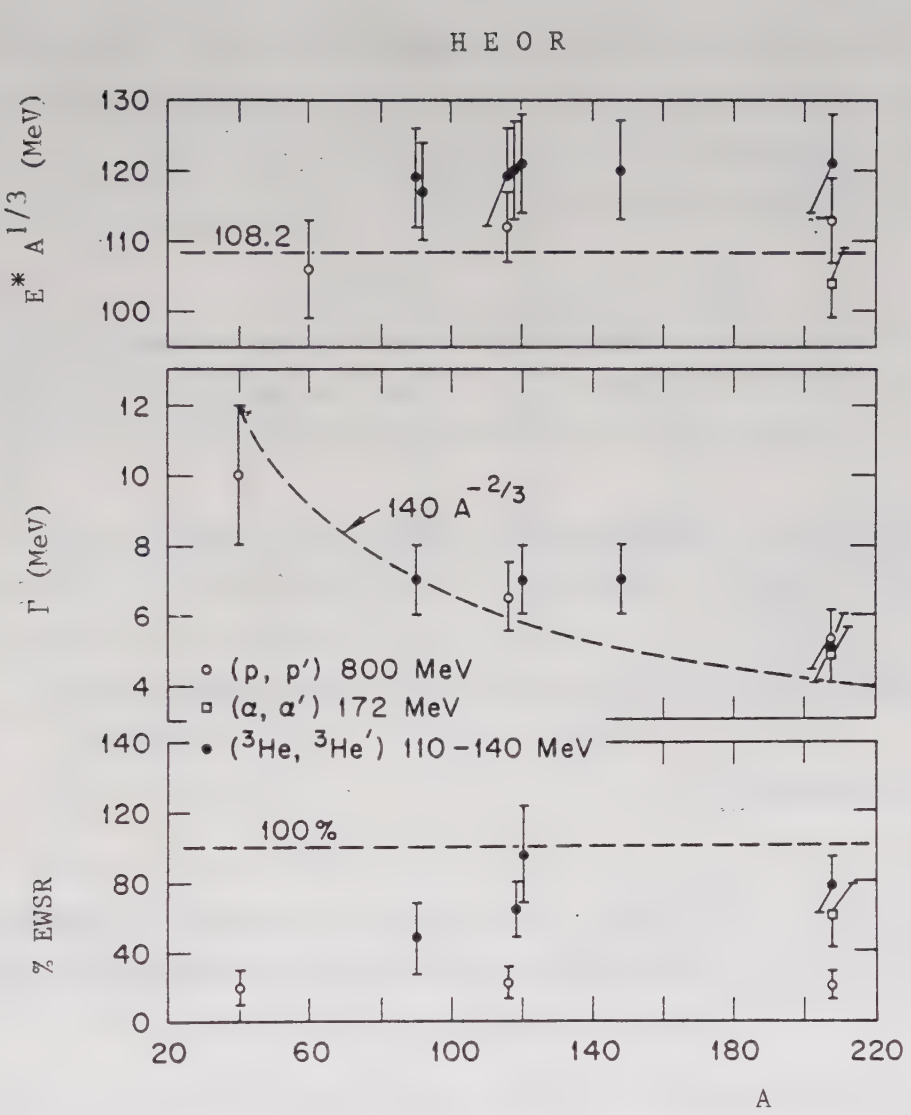


Fig. 1.7 : *L'énergie d'excitation, la largeur et le degré de collectivité de la résonance octupolaire de haute énergie en fonction de la masse du noyau.* (MOR 80, CAR 80, YAM 81).

Le mode dipolaire isoscalaire

Le premier terme rY_1 de l'opérateur isoscalaire dipolaire correspond à un mode de vibration non physique, associé à une oscillation du centre de masse. Le second terme r^3Y_1, quant à lui, correspond à une excitation essentiellement 3 $\hbar\omega$.

Un mode de vibration dipolaire isoscalaire possible pourrait être représenté comme une onde de compression se propageant selon un axe dans le noyau (un peu comme un ressort libre aux deux bouts, que l'on pince et que l'on relâche (fig. I.2).

La force de rappel de ce mode de vibration est due essentiellement à la compressibilité de la matière nucléaire : si ce mode existe, les informations que l'on pourra en tirer recouperont celles provenant de l'étude de la GMR.

La vibration dipolaire isoscalaire a suscité un intérêt tout particulier. Deux expériences seulement la mentionnent : ne expérience de diffusion de particules α de 172 MeV (MOR 80) et une expérience de diffusion de protons (DJA 82), qui placent ce mode respectivement à 21,3 et 21,5 MeV dans le plomb.

Les autres multipolarités

Des résonances géantes de plus haute multipolarité que L=3 n'ont pour l'instant pas été observées. Pour la multipolarité L=4, le modèle de particule indépendante prédit que la force est répartie en 3 blocs, correspondant respectivement à 0 $\hbar\omega$, 2 $\hbar\omega$ et 4 $\hbar\omega$.

Le bloc à 2 $\hbar\omega$ est attendu à la même énergie que la GQR et, de fait, la présence de force 4^+ dans cette région a déjà été suggérée (MOR 80, HAR 77, WAM 79).

Pour les multipolarités $L \geq 4$, des calculs microscopiques, du type RPA, prédisent la présence de force multipolaire jusqu'à de très hautes énergies d'excitation. La question est de savoir si cette force, de plus en plus floue et diluée dans le continuum au fur et à mesure que L grandit, sera suffisamment concentrée pour être observable.

Des expériences de diffusion inélastique d'ions lourds (ROY 81) (^{40}Ca sur ^{40}Ca à 400 MeV dans le système du laboratoire) ont montré des structures dans les spectres inélastiques, à $E^* = 25$, 50, 80 et 120 MeV. Des résultats analogues ont été obtenus pour les expériences ^{63}Cu + ^{63}Cu, ^{36}Ar + ^{58}Ni, et ^{36}Ar + ^{208}Pb.

L'interprétation de ces structures en termes de force multipolaire n'est pas encore solidement établie, mais les auteurs ont déjà pu prouver qu'elles n'étaient pas dues à des réactions de pick-up suivies d'évaporation. La présence de force multipolaire à très haute énergie d'excitation n'est donc pas exclue.

La figure I.8 résume les résonances géantes observées expérimentalement dans les noyaux lourds.

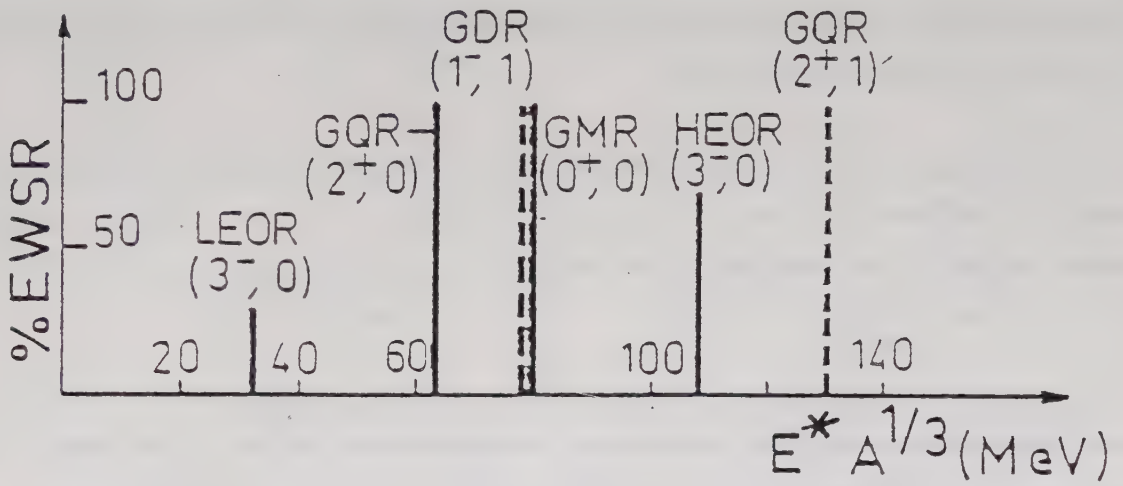


Fig. I.8 : *Résumé des résonances géantes électriques observées expérimentalement dans les noyaux lourds.*

Les traits pleins et pointillés correspondent rexpectivement aux modes isoscalaires et isovectoriels (BUE 81).

Intérêt comparé des diverses sondes pour l'étude des résonances géantes

On distingue d'habitude les sondes hadroniques et les sondes électromagnétiques, les deux étant, en un sens, complémentaires.

- Le photon occupe une place à part, en raison de sa sélectivité qui lui permet d'exciter surtout les transitions E_1. Cette particularité a fait du photon l'outil privilégié pour l'étude de la GDR.

- La diffusion inélastique d'électrons présente un gros avantage : l'interaction électromagnétique est bien connue. La sonde électronique excite toutes les multipolarités de la même façon. Celles-ci peuvent en principe être démêlées par la mesure de leur section efficace en fonction du moment transféré. En outre, les transitions magnétiques sont excitées préférentiellement aux grands angles de diffusion, et les transitions électriques aux petits angles. Mais les électrons excitent aussi bien les états isoscalaires et isovectoriels : ceux-ci apparaissent mélangés dans les spectres, sans qu'il y ait moyen de les distinguer. Autre désavantage : la queue radiative ajoute sous les spectres un fond continu en principe calculable, mais toujours délicat à soustraire. Bien que les sections effi-

caces soient faibles, la sonde électronique s'est avérée être très utile dans l'étude des résonances géantes.

- A l'inverse, les sondes hadroniques ont de fortes sections efficaces de diffusion inélastique, mais l'interaction est en général moins bien connue. C'est le proton qui est le plus utilisé. Les termes V_{00}, V_{σ}, V_{τ} et $V_{\sigma\tau}$ de l'interaction nucléon-nucléon varient avec l'énergie incidente : le proton favorisera donc les résonances électriques ou magnétiques, isoscalaires ou isovecteurs suivant la valeur de cette dernière. Des expériences à des énergies différentes donnent donc des résultats complémentaires.

A condition d'étendre les mesures de diffusion inélastique assez loin à l'avant, il est possible avec des hadrons de démêler les différentes multipolarités présentes dans les spectres, par analyse des distributions angulaires.

La diffusion inélastique de pions a été peu utilisée (ARV 79). C'est pourtant une sonde intéressante puisque, comparée aux autres sondes hadroniques, elle favorise relativement les transitions magnétiques dans le domaine de la résonance Δ_{33}. Mais les conditions expérimentales actuelles conduisent à des taux de comptage limités : d'autre part, le pion est un projectile instable et son utilisation soulève des difficultés expérimentales.

On s'est intéressé récemment à l'excitation des modes nucléaires collectifs par diffusion inélastique d'ions lourds. Les avantages attendus d'une telle sonde sont multiples : les grandes multipolarités sont favorisées et excitées avec une très forte section efficace (BUE 82) ; le fond continu présent sous la force multipolaire est réduit par l'absence des processus quasi élastiques. L'utilisation des ions lourds en est seulement à ses débuts et semble prometteuse. (cf p. 155

En l'absence de faisceaux d'ions lourds à Saturne, nous nous sommes tournés vers les particules α. Ces dernières n'excitent, en première approximation, que les états électriques isoscalaires : il s'agit, en effet, d'un projectile T=0, qui ne peut exciter les modes isovecteurs que via l'interaction coulombienne. Les particules α sont donc plus sélectives que les protons.

Tous les résultats précédents (MOR 80, (Fig. I.9) montrent qu'il est favorable d'utiliser des alphas de grande énergie pour bénéficier de la tendance qu'ont les sections efficaces d'excitation à augmenter avec l'énergie incidente.

Des arguments portant sur l'adaptation des vitesses et des moments angulaires justifient cette tendance, et il faut espérer que les grandes multipolarités seront favorisées.

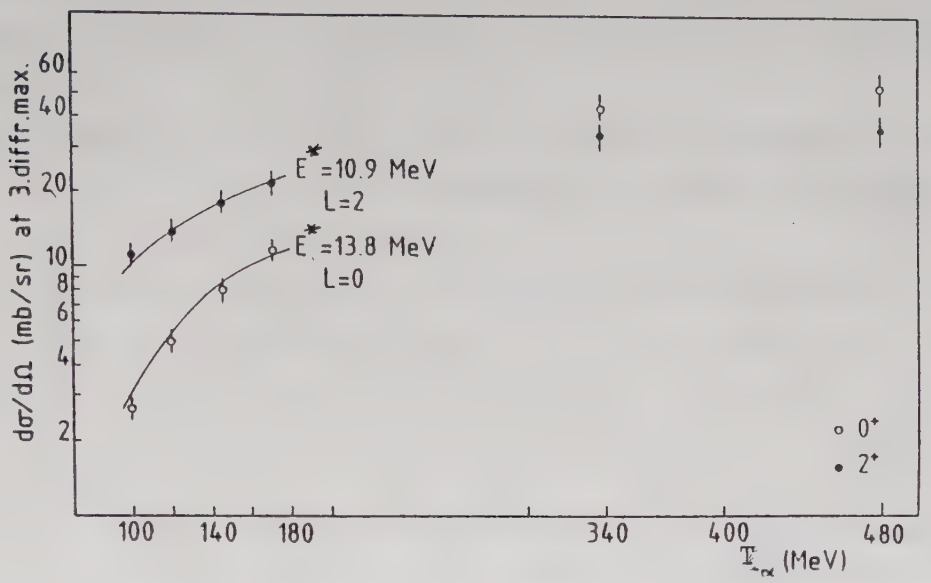


Fig. I.9 : *La section efficace d'excitation des résonances géantes quadrupolaire et monopolaire du plomb au troisième maximum de diffraction, en fonction de l'énergie incidente. Les courbes en traits pleins correspondent à un calcul DWBA (MOR 80). Cette section efficace croît avec l'énergie incidente. Dans la partie droite de la figure se trouvent les points correspondant à nos expériences.*

Mieux vaut cependant ne pas utiliser des particules α de trop grande énergie : une expérience faite à T_α = 1,37 GeV (BAU 79) a montré que l'excitation du fond continu, présent sous les résonances géantes, devenait très forte, noyant partiellement ces dernières.

Nos expériences représentent un compromis entre ces impératifs. Nous avons utilisé deux énergies différentes : T_α = 340 et 480 MeV.

Une résonance géante, pour mériter ce nom, doit apparaître dans plusieurs noyaux. Nous avons choisi le plomb 208, l'étain 116 et le nickel 58, l'interprétation des résultats étant simplifiée grâce à la forme sphérique de ces noyaux. Ceux-ci présentent en outre l'avantage d'avoir déjà été étudiés, ce qui permet des comparaisons.

Table des matières commentée

La première partie de cette thèse est consacrée à des éléments théoriques utiles pour l'étude des résonances géantes. On y trouvera des rappels concernant la DWBA et les équations couplées, puisque ces théories permettent de calculer

les distributions angulaires de la force multipolaire que nous voulons analyser. Ensuite viendront quelques considérations sur les modèles macroscopiques et microscopiques permettant d'interpréter les résonances géantes. On trouvera enfin un paragraphe sur les densités de transition et les règles de somme.

Dans une deuxième partie de la thèse, sera décrit l'appareillage que nous avons utilisé pour faire nos expériences.

La troisième partie est consacrée au traitement de nos données expérimentales. Nous y décrirons une nouvelle façon de présenter les spectres inélastiques, permettant de visualiser directement la force multipolaire. Nous parlerons ensuite d'une nouvelle méthode d'extraction du fond continu présent sous les résonances géantes. Puis viendra l'analyse de la force multipolaire et la discussion des problèmes qui s'y rapportent. Nous discuterons enfin nos résultats expérimentaux, et en particulier, la fonction de réponse des trois noyaux que nous avons étudiés.

Les perspectives expérimentales actuelles de l'étude des résonances géantes feront l'objet de la dernière partie.

Chapitre II

ELEMENTS DE THEORIE

Chapitre II

ELEMENTS DE THEORIE

Dans ce chapitre, nous présentons des éléments de théorie nécessaires à l'interprétation de nos expériences. L'aspect modèle nucléaire fait l'objet de deux approches complémentaires. L'approche microscopique est décrite d'abord : il s'agit de la théorie RPA auto cohérente. L'approche macroscopique est développée ensuite sous la forme d'un modèle simple décrivant les modes de vibration d'un fluide compressible. Ces deux approches présentent dans leurs résultats des analogies intéressantes qui seront discutées.

L'aspect modèle de réaction fait l'objet d'un rappel concernant les théories d'interaction directe, et notamment, la DWBA.

Nous discuterons enfin les règles de somme, dont le domaine de validité sera examiné, et terminerons par quelques considérations sur les largeurs des Résonances Géantes.

LA RPA AUTO COHERENTE

La première étape de cette théorie (BER 75, BLA 76, BES 75, BLA 77, DEC 82, GOG 80, GIA 81, LIU 76) consiste à fabriquer un champ moyen dans lequel se meuvent les nucléons du noyau. A partir d'une force effective nucléon-nucléon (Volkov, Skyrme, Gogny ; ces forces sont paramétrisées de façon à reproduire des propriétés de l'état fondamental du noyau), on construit de façon autocohérente un potentiel non local par la méthode de Hartree-Fock. Soient $|\psi_i>$ les états de particule indépendante obtenus pour les nucléons dans ce potentiel.

La RPA (Random Phase Approximation) proprement dite, consiste à décrire les excitations du noyau comme des excitations particule-trou, en tenant compte du couplage entre le champ moyen et les fluctuations de densité du noyau. Toute transition d'un nucléon d'un niveau à un autre (dû par exemple à la collision avec un projectile) se répercute sur le champ moyen vu par tous les nucléons du noyau. Sous l'effet de ce couplage, les nucléons peuvent s'organiser de façon cohérente pour engendrer une excitation collective du noyau : nous le verrons plus loin, en écrivant l'énergie du noyau comme une fonction de sa densité. Pour des forces dépendant de la densité (c'est le cas de la force de Gogny), il est commode d'utiliser le formalisme de la matrice densité. On utilise une base de fonctions d'ondes (souvent celle de l'oscillateur harmonique) pour exprimer les éléments de cette matrice :

$$\rho_{\alpha\beta} = \sum_i <\psi_i|\ a_\beta^+ a_\alpha\ |\psi_i>$$

où les ψ_i sont les états Hartree-Fock et a_α et a_β^+ les opérateurs d'annihilation et de création d'une particule sur les niveaux α et β. Un développement de l'énergie du noyau autour de ρ_o, densité Hartree Fock d'équilibre, donne :

$$E(\rho) = E(\rho_o) + \sum_{\alpha\beta} \frac{\delta E}{\delta \rho_{\alpha\beta}}\, \delta_{\alpha\beta} + \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \frac{\delta^2 E}{\delta \rho_{\alpha\beta}\, \delta \rho_{\gamma\delta}}\, \delta\rho_{\alpha\beta}\, \delta\rho_{\gamma\delta} \ .$$

Les trois termes de cette somme s'interprètent simplement :

* $E(\rho_o)$ est l'énergie du noyau à l'équilibre.

* Le terme en $\frac{\delta E}{\delta \rho}$ est l'hamiltonien de Hartree Fock lui-même, h, associé au champ moyen.

* Le terme en $\frac{\delta^2 E}{\delta \rho\ \delta \rho}$ représente l'interaction particule-trou V (ou interaction résiduelle). Elle dérive du champ moyen par l'intermédiaire de la variation de densité et décrit le couplage entre le potentiel et les fluctuations de densité.

Les états excités du noyau sont décrits comme une superposition d'états particule-trou :

$$|\psi_\lambda> = \sum_{p,t} (X^\lambda_{p,t}\ a^+_t\ a_p - Y^\lambda_{p,t}\ a^+_p\ a_t)\,|\tilde{0}>$$

$|\tilde{0}>$ est ici l'état fondamental du noyau, et a^+_t, a_p sont les opérateurs de création d'un trou et d'annihilation d'une particule. Les amplitudes X^λ et Y^λ sont alors solution des équations RPA :

$$\begin{pmatrix} h + V & V \\ V^* & h + V \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} = \hbar\omega \begin{pmatrix} X \\ -Y \end{pmatrix}$$

Une fois les amplitudes X^λ et Y^λ déterminées, toutes les quantités d'intérêt concernant les excitations nucléaires (densités de transition, probabilités de transition, etc..) peuvent être aisément calculées.

Du point de vue de l'étude des résonances géantes, les résultats intéressants fournis par la théorie sont les suivants :

1) Le calcul de la fonction d'onde de l'état RPA $|\psi_\lambda>$, qui vient d'être résumé, permet de fournir pour chaque $|\psi_\lambda>$ une densité de transition :

$$\rho^\lambda_{tr}(r) = \sum_{p,t} i^{L+L_t-L_p}(-)^{j_t-1/2} (X^\lambda_{p,t} + Y^\lambda_{p,t})$$

$$\left(\frac{(2j_p+1)(2j_t+1)}{4\pi}\right)^{1/2} \begin{pmatrix} j_p & j_t & L \\ 1/2 & 1/2 & 0 \end{pmatrix} u^*_p(r)\ u_t(r).$$

Dans cette formule, $u_p(r)$ et $u_t(r)$ sont les fonctions d'onde radiales de Hartree Fock à une particule et un trou respectivement ; $\begin{pmatrix} j_p & j_t & L \\ 1/2 & 1/2 & 0 \end{pmatrix}$ est un symbole 3j et $X^\lambda_{p,t}$ et $Y^\lambda_{p,t}$ sont les composantes du vecteur propre $|\psi_\lambda>$. La densité de transition est riche de renseignements. Elle permet de savoir si $|\psi_\lambda>$ est un mode isoscalaire ou isovecteur, et si ce mode est de surface ou de volume. Nous comparerons les densités de transition RPA avec celles données par les modèles macroscopiques.

2) La probabilité de transition vers l'état $|\psi_\lambda>$ est obtenue à partir de X^λ et Y^λ sous la forme

$$B(L) = |<\psi_\lambda|\ F\ |\tilde{0}>|^2 = \sum_{p,t} |<p|\ F\ |t>\ ((X^\lambda_{p,t})^2 + Y^\lambda_{p,t})^2)|^2$$

où F est l'opérateur multipolaire de multipolarité L.

La RPA calcule donc une fonction de réponse, c'est-à-dire une répartition de la force multipolaire. Le spectre d'excitation obtenu est une suite d'états discrets sans largeur : en effet, la simple RPA ne prend en compte ni $\Gamma\uparrow$ (largeur d'échappement due au couplage avec le continu) ni $\Gamma\downarrow$ (largeur d'étalement, due au couplage avec les états (2p 2t).

Ce spectre d'excitation montre une concentration de la force multipolaire par regroupement de la probabilité de transition associée aux excitations à une particule à certaines énergies, sous l'effet du couplage entre le potentiel et les fluctuations de densité. Ce sont ces concentrations de force qui sont associées aux résonances géantes.

Remarquons ici que la fonction de réponse calculée par la RPA dépend de l'opérateur multipolaire F utilisé. Certains auteurs utilisent :

$$F = r^L Y_L^M .$$

Gogny et al. ont montré qu'il était plus réaliste d'utiliser l'opérateur :

$$F = j_L (qr) Y_L^M$$

dépendant du moment transféré q, et valable pour la diffusion d'électrons dans l'approximation de Born.

Pour $qr << 1$, $j_L(qr) \sim r^L q^L$. Le choix $F = r^L Y_L^M$ n'est donc acceptable que dans l'approximation des petits transferts. Avec l'opérateur $F = j_L(qr)Y_L^M$, on obtient une répartition de la force multipolaire qui dépend de q, les états de haute énergie étant excités préférentiellement à grand transfert. Le spectre d'excitation ainsi calculé satisfait automatiquement une règle de somme dépendant elle aussi de q.

Il existe, en fait, de nombreuses variantes de la théorie RPA que nous venons de décrire. Une d'entre elles est la théorie "RPA modèle en couches". (KAM 77, KAM 79, SPE 80). Au lieu d'utiliser la théorie de Hartree-Fock et une force effective nucléon-nucléon pour construire le champ moyen, cette variante utilise un potentiel de Woods-Saxon paramétrisé. L'interaction particule-trou est présentée comme une quantité indépendante, elle aussi paramétrisée phénoménologiquement de façon à reproduire les caractéristiques des premiers états excités du noyau. La théorie "en couches", plus phénoménologique, décrit légèrement mieux l'expérience que la théorie "auto-cohérente", qui est plus fondamentale et comprend moins de paramètres libres.

Il existe aussi quelques théories RPA qui tentent de reproduire les largeurs associées à chaque état du spectre d'excitation en tenant compte soit du couplage

au continu (KRE 74, LIU 76) soit du couplage avec les états 2p - 2t (HOS 76, KNU 76, DEH 77, SOL 76, KAM 79).

Quoiqu'il en soit, toutes les théories RPA sont d'accord entre elles sur les grandes lignes : répartition de la force multipolaire et forme des densités de transition. Elles reproduisent bien les résonances géantes déjà connues à basse énergie d'excitation, et prédisent la présence de concentration de force multipolaire à haute énergie d'excitation.

APPROCHE MACROSCOPIQUE DES RESONANCES GEANTES

Bien qu'une description détaillée des résonances géantes suppose la connaissance de l'interaction nucléon-nucléon, Bertsch, Blaizot, Sagawa et Holzwarth ont montré récemment que l'énergie des résonances géantes quadrupolaire et monopolaire pouvaient être calculées grâce à un modèle macroscopique faisant intervenir une distorsion de la surface de Fermi. Le résultat de cette distorsion est l'augmentation de l'énergie du noyau, ce qui fournit la force de rappel permettant au noyau de vibrer.

Pour plus de détails, nous renvoyons le lecteur à un article de revue de Jennings et Jackson (JEN 80 et références incluses). La plupart des auteurs cités plus haut ont consacré leurs efforts à la description des résonances géantes quadrupolaire et monopolaire ; nous présentons ici à titre d'exemple, un modèle macroscopique très simple, applicable à toutes les multipolarités.

Dans cette approche, nous considérerons le noyau comme une goutte d'un fluide compressible, et nous ne nous intéresserons qu'aux modes de compression, (c'est-à-dire ceux pour lesquels la force de rappel est seulement la compressibilité du fluide). Nous résoudrons les équations du mouvement et sélectionnerons les modes de vibration de multipolarité déterminée. Nous calculerons les fréquences de vibration, ainsi que la densité de transition pour chacun de ces modes. Nous comparerons ces résultats avec ceux des calculs microscopiques du type RPA.

La pression en tous points du noyau ne dépend que de la densité en cet endroit. Pour des vibrations de petites amplitudes, on peut se contenter du développement

$$P(\rho) = P(\rho_o) + K(\rho-\rho_o). \qquad (1)$$

où ρ est la densité et ρ_o la densité à l'équilibre. Soit V le volume du noyau, R son rayon, E son énergie et A le nombre de nucléons qu'il contient. La compressibilité

$$K \equiv \frac{dP}{d\rho} = \frac{V^2}{A}\frac{d^2E}{dV^2} \qquad (2)$$

est une grandeur qu'il faut distinguer de la compressibilité du noyau

$$K_A = \frac{R^2}{A}\frac{d^2E}{dR^2} \qquad (3)$$

telle qu'elle est définie habituellement dans la littérature (JEN 80).

Dans le calcul qui va suivre, nous préférerons utiliser la grandeur K, qui

présente l'avantage de pouvoir être reliée simplement à la pression et à la densité par la relation (1).

Nous prendrons comme origine des coordonnées le centre du noyau au repos.

La forme du noyau en train de vibrer est définie par le champ des élongations $\vec{a}(\vec{r},t)$. De même, la densité et la pression dépendent de $\vec{r}$ et du temps t :

$$\rho = \rho(\vec{r},t) \text{ et } P = P(\vec{r},t)$$

la conservation locale du nombre de nucléons permet d'écrire

$$\rho_o = \rho(1 + \text{div } \vec{a}) \tag{4}$$

et donc

$$P-P_o = - K \rho_o \text{ div } \vec{a} . \tag{5}$$

L'équation du mouvement s'écrit

$$m\rho_o \frac{d^2\vec{a}}{dt^2} = - \vec{\text{grad}} (P-P_o)$$

où m est la masse d'un nucléon. Ceci donne :

$$\frac{m}{K} \frac{d^2\vec{a}}{dt^2} = \vec{\text{grad}} (\text{div } \vec{a}) \tag{6}$$

ou, en prenant la divergence des deux membres :

$$\frac{m}{K} \frac{d^2(P-P_o)}{dt^2} = \Delta(P-P_o) . \tag{7}$$

Nous raisonnerons désormais sur les différences de pression $p = P-P_o$. Nous chercherons les solutions harmoniques de multipolarité L, c'est-à-dire de la forme

$$p(\vec{r},t) = p(r)\ Y_L^M(\theta,\phi)\ e^{i\omega t}.$$

L'équation (2) donne alors :

$$\frac{m\omega^2}{K} p + p'' + \frac{2p'}{r} - L(L+1) \frac{p}{r^2} = 0,$$

équation différentielle dont la solution régulière à l'origine est une fonction de Bessel sphérique

$$p(r) = \text{Cte} \times j_L\ (r\ \omega\sqrt{\frac{m}{K}}).$$

Pour visualiser l'écoulement, on pourra remarquer que le champ des élongations est donné par

$$\vec{a}(\vec{r},t) = \frac{1}{m\omega^2 \rho_o} \vec{\text{grad}}\ p(\vec{r},t) = \frac{V}{Am\omega^2} \vec{\text{grad}}\ p(\vec{r},t) \tag{8}$$

équation obtenue directement à partir de (6).

Ces résultats avaient déjà été obtenus par Bohr et Mottelson (BOH 75). Nous avons explicité le calcul, vu l'intéret actuel pour les modes de compression, et pour mettre en évidence ce qui va suivre.

Cas L = 0 : Modes monopolaires

Les modes et les fréquences permises sont déterminées par

$$p(r) = \text{Cte } j_o\ (r\sqrt{d}) \text{ avec } d = \omega^2 \frac{m}{K}$$

et par la condition aux limites $j_o(R\sqrt{d}) = 0$ (9),

qui exige que la surpression s'annule au bord du noyau.

(Le "bord" du noyau est mal défini. Si on prend une forme de Woods-Saxon pour la distribution de matière, il est raisonnable de prendre pour R le rayon de cette distribution de matière).

La condition (9) s'écrit (fig. (II.1))

$$R\sqrt{d} = n\,\pi$$

soit : $$\omega_n = \frac{n\pi}{R}\sqrt{\frac{K}{m}} \qquad (10)$$

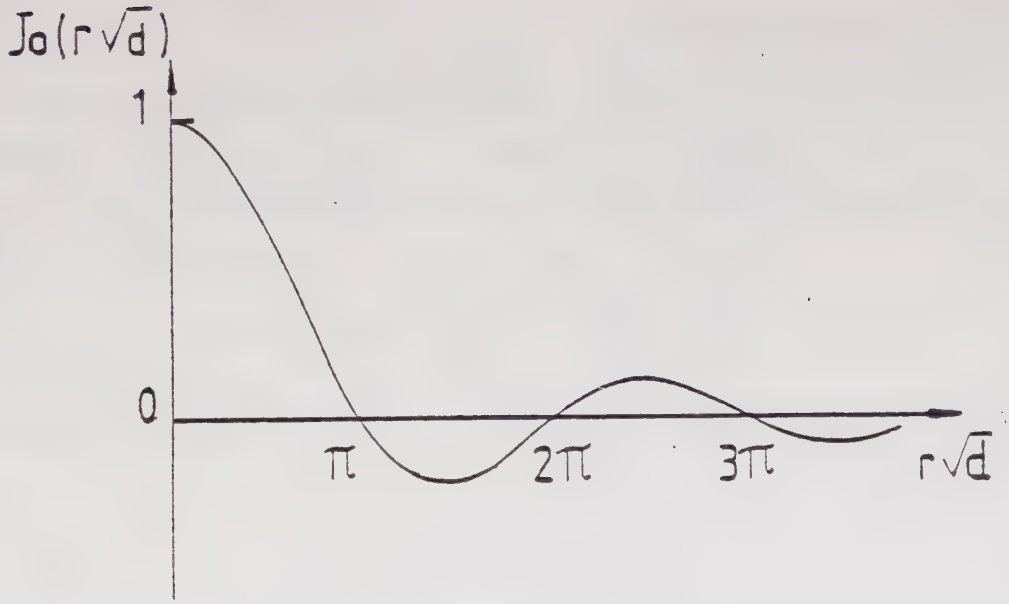


Fig. II.1 : *Le champ de surpression monopolaire.*

Cette formule appelle quelques remarques :

- Il n'y a pas un seul mode monopolaire, mais une infinité (en théorie !) dont les fréquences sont multiples de $\frac{\pi}{R}\sqrt{\frac{K}{m}}$.

- Le mode le plus bas doit s'identifier avec le mode monopolaire observé dans les noyaux à une énergie de 80 $A^{-1/3}$ MeV. Nous verrons dans la suite ce qu'il en est.

- La formule (10) montre que, si K reste constante d'un noyau à l'autre, l'énergie d'excitation de ces modes suit une loi en 1/R, c'est-à-dire en $A^{-1/3}$.

Tout ce qui vient d'être dit pour les modes monopolaires peut être appliqué aux modes de multipolarité plus élevée, prédits par ce calcul.

Calcul des fréquences de ces différents modes. Compressibilité d'un gaz de Fermi

Dans la formule (10) qui donne la fréquence des différents modes monopolaires, tout est connu sauf le facteur K, relié à la compressibilité du noyau. Nous présentons ici un calcul très simple permettant d'évaluer grossièrement K.

Dans ce calcul, on schématise le noyau comme un mélange de deux gaz de fermions (les protons et les neutrons) enfermés dans un puits de potentiel qu'ils ont eux-mêmes créé par leurs intéractions. Quand on fait varier le potentiel de cette boîte, l'énergie du système change d'une manière calculable, ce qui permet de connaître la compressibilité de ce gaz.

Pour simplifier, prenons comme puits une boîte cubique de côté a.

Les niveaux d'énergie permis sont donnés par l'équation :

$$E_{\ell_x\ \ell_y\ \ell_z} = \frac{2(\ell_x+\ell_y+\ell_z)}{m\ a^2}\ \pi^2\ \hbar^2\ ,$$

Où ℓ_x, ℓ_y, ℓ_z sont des entiers.

Compte tenu du nombre de nucléons occupant chaque niveau, le niveau de Fermi vaut

$$\varepsilon_f^n = \frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{3\pi^2\ N}{a^3}\right)^{2/3} \qquad \text{pour les neutrons,}$$

$$\varepsilon_f^p = \frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{3\pi^2\ Z}{a^3}\right)^{2/3} \qquad \text{pour les protons}$$

et l'énergie du système vaut :

$$E = \frac{3}{5}\ N\ \varepsilon_f^n + \frac{3}{5}\ Z\ \varepsilon_f^p$$

$$= \frac{3}{5}\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{3\pi^2}{V}\right)^{2/3}\ (N^{5/3} + Z^{5/3}) \qquad (11)$$

où V est le volume de la boîte. (Cette formule néglige l'énergie de surface et l'énergie coulombienne du noyau ; elle reste valable dans le cas d'un volume sphérique). (BAL 70).

La pression dans la boîte vaut $P_o = -\frac{dE}{dV}$ et la compressibilité vaut :

$$K = \frac{dP_o}{d\rho} = -\frac{V^2}{A}\frac{dP}{dV} = \frac{V^2}{A}\frac{d^2E}{dV^2}$$

soit : $$K = \text{Cte}\ .\ \frac{V^{-2/3}}{N+Z}$$

avec $$Cte = \frac{\hbar^2}{3m} (3\ ^2)^{2/3}\ (N^{5/3} + Z^{5/3}).$$

Une application numérique dans le cas du plomb donne

$$K = 24{,}76 \text{ MeV}.$$

Le premier mode monopolaire est donc prédit à l'énergie

$$\hbar\omega = \frac{\hbar\pi}{R} \sqrt{\frac{K}{m}} = 14{,}7 \text{ MeV}$$

ce qui est en bon accord avec l'énergie expérimentale de 13,6 MeV.

Calcul des densités de transition

Si $\rho_o(\vec{r})$ et $\rho^+(\vec{r})$ représentent la densité du noyau respectivement dans son état fondmaental et à un instant où les élongations sont extrêmales, la densité de transition $\rho_{fi}(\vec{r})$ s'écrit :

$$\rho_{fi}(\vec{r}) = \rho^+(\vec{r}) - \rho_o(\vec{r}) \ .$$

Pour simplifer le calcul de ρ_{fi}, distinguons deux régions dans le noyau :

1) $r < R - \alpha$ (α est la diffusivité du noyau). Dans cette région centrale, $\rho_o(\vec{r})$ est à peu près constante, ce qui permet d'écrire :

$$\rho_{fi}(\vec{r}) \equiv \rho^+(\vec{r}) - \rho_o(\vec{r}) \simeq \rho^+(\vec{r} + \vec{a}) - \rho_o(\vec{r})$$

(ceci revient à négliger l'effet de l'élongatio dans le calcul de ρ_{fi} pour $r < R - \alpha$).

On a donc : $$\rho_{fi}(\vec{r}) = \frac{p(\vec{r})}{K} = \frac{p(r)}{K} Y_L^M \ .$$

La densité de transition radiale ρ_{tr}, définie par $\rho_{fi} = \rho_{tr} Y_L^M$, vaut alors :

$$\rho_{tr}(r) = \frac{p(r)}{K}$$

et $p(r)$ est connu.

2) $r < R - \alpha$. Dans cette région, les surpressions sont à peu près nulles, ce qui permet d'écrire :

$$\rho_{fi}(\vec{r}) \equiv \rho^+(\vec{r}) - \rho_o(\vec{r}) \simeq \rho_o(\vec{r} + \vec{a}) - \rho_o(\vec{r})$$

(ceci revient à négliger l'effet de la pression dans le calcul de ρ_{fi} pour $r > R - \alpha$).

L'élongation $\vec{a}$ étant petite devant $\vec{r}$, $\rho_o(\vec{r} + \vec{a}) - \rho_o(\vec{r})$ peut s'écrire :

$$\rho_{fi}(\vec{r}) = \vec{a}\,\vec{\nabla}\rho_o = a_R(\vec{r})\,\frac{d\rho_o(r)}{dr} .$$

Dans la région de la surface du noyau, les élongations $\vec{a}$ peuvent être considérées comme constantes ; d'après (8), a_R est donnée par :

$$a_R(r) = \frac{V}{Am\omega^2}\,\frac{dp(r)}{dr}\,Y_L^M .$$

Ce qui permet de calculer la densité de transition radiale :

$$\rho_{tr}(r) = \frac{V}{Am\omega^2}\,\frac{dp(r)}{dr}\,\frac{d\rho_o(r)}{dr} \simeq \frac{V}{Am\omega^2}\,\frac{dp(R)}{dr}\,\frac{d\rho_o(r)}{dr} .$$

Si l'on adopte une forme de Woods-Saxon pour $\rho_o(r)$:

$$\rho_o(r) = \frac{A}{V} \cdot \frac{1}{1 + e^{\frac{r-R}{\alpha}}}$$

ρ_{tr} s'écrit :

$$\rho_{tr} = -\frac{1}{m\omega^2}\,\frac{dp}{dr}(R) \cdot \frac{1}{\alpha}\,\frac{e^{\frac{r-R}{\alpha}}}{\left(1 + e^{\frac{r-R}{\alpha}}\right)^2}$$

Exemple : Calcul de la densité de transition pour le premier mode monopolaire, dans le cas du plomb.

Le champ des surpressions est donné par : $p(r) = p_o\, j_o\,(r\sqrt{d})$.

Pour $r < R - \alpha$, on a :

$$\rho_{tr} = \frac{p_o}{K}\, j_o(r\sqrt{d})$$

(c'est la courbe en traits pointillés de la figure (II.2)).

Pour $r > R - \alpha$, on a :

$$\rho_{tr} = -\frac{R\,p_o}{\pi^2\,K} \cdot \frac{1}{\alpha}\,\frac{e^{\frac{r-R}{\alpha}}}{\left(1 + e^{\frac{r-R}{\alpha}}\right)^2}$$

(c'est la courbe en traits tiretés).

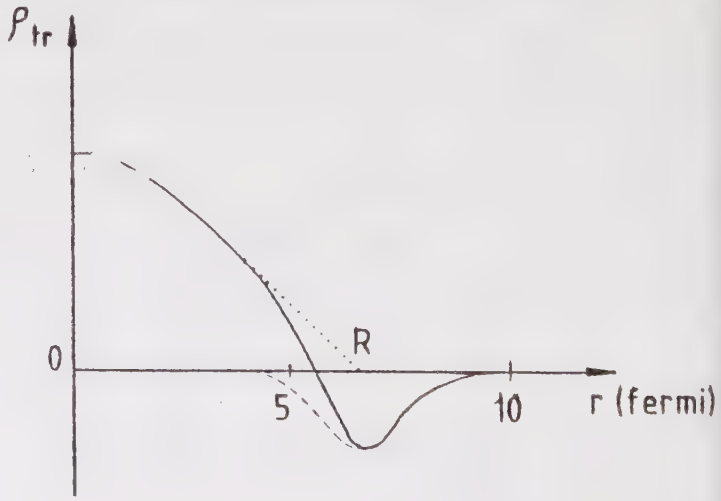


Fig.II.2 : *La densité de transition du premier mode monopolaire dans le plomb.*

En sommant les deux courbes dans la région de la surface, nous obtenons une évaluation raisonnable de la densité de transition du mode de vibration considéré (courbe en trait plein).

Nous donnons sur la figure (II.3 (c)) à titre de comparaison la densité de transition calculée par Satchler (SAT 73) pour ce même mode. Elle est universellement adoptée pour l'analyse DWBA du mode monopolaire, et vaut :

$$\rho_{tr}(r) = - \beta_o \ (3 \ \rho_o(r) + r \frac{d\rho_o}{dr}).$$

Le calcul menant à cette formule est simple : il suppose que le champ des vitesses associé au mode monopolaire est un champ de dilatation uniforme $\vec{v}(\vec{r}) \sim \vec{r}$ dérivant du potentiel $F \sim r^2$. La densité de transition associée à un champ de vitesses $\vec{v}$ vaut

$$\rho_{tr} \sim \frac{d\rho}{dt} \sim \vec{\nabla}(\rho \ \vec{v}) \sim \vec{\nabla}(\rho \ \vec{\nabla} \ F)$$

ce qui conduit directement à la formule de Satchler annoncée plus haut.

Nous montrons sur la même figure II.3 les densités de transition calculées par notre modèle (a), par la RPA (b) et par la formule de Satchler (c) pour ce mode de vibration monopolaire. L'accord entre ces trois calculs est bon, surtout à la surface du noyau.

COMPARAISON ENTRE LA RPA ET LES MODELES MACROSCOPIQUES

La façon macroscopique d'évaluer ρ_{tr} que nous venons d'exposer est applicable pour tous les modes de toutes les multipolarités. On trouvera p. (38-41), les densités de transition ainsi calculées pour quelques modes monopolaires, dipolaires et quadrupolaires.

La RPA, aussi, permet d'obtenir des densités de transition, et D. Gogny et J. Dechargé nous ont communiqué leurs calculs pour les principaux états RPA du ^{208}Pb (DEC 82). Nous avons pu constater que les densités de transition de certains de ces états RPA ressemblaient de façon évidente à celles calculées macroscopiquement. Ainsi, l'état RPA L = 0 à 14 MeV s'identifie au premier mode macroscopique L = 0 (fig. II.3). Ce résultat n'est pas une surprise.

L'état RPA L = 0 à 40 MeV, qui épuise à grand transfert une importante fraction de la règle de somme RPA, s'identifie au deuxième mode macroscopique monopolaire, comme on pourra s'en convaincre en comparant les densités de transition de la figure (II.4).

De même, on peut voir sur la figure II.5, que l'état RPA L = 1 T = 0 à 26 MeV d'excitation, qui épuise la majeure partie de la règle de somme, s'identifie avec le premier mode macroscopique L = 1 que nous avons obtenu.

Pour les modes L = 2, le principal état RPA à 12 MeV (la GQR) a une densité de transition concentrée en surface, qui ne ressemble à aucune de celles que nous avons pu calculer par la méthode macroscopique du paragraphe précédent. Ceci n'est pas étonnant, puisque la GQR n'est pas un mode de compression.

En revanche, il apparaît au vu de la figure II.6, que le deuxième état RPA L = 2 à 40 MeV s'identifie avec le premier mode de compression L = 2 que nous obtenons dans le modèle macroscopique.

Nous n'avons pas poussé la comparaison plus loin que L = 2, mais ce qui précède permet de conclure que la RPA et le modèle macroscopique présenté plus haut sont en accord pour la description des modes de compression.

Un lien est donc établi entre les deux approches, qui s'en trouvent validées.

Contrairement à l'idée avancée par de nombreux auteurs, la résonance géante monopolaire n'est pas le seul mode de vibration donnant accès à la compressibilité de la matière nucléaire : il existe de nombreux modes de compression prédits dans les noyaux.

Il ne reste qu'à les découvrir !

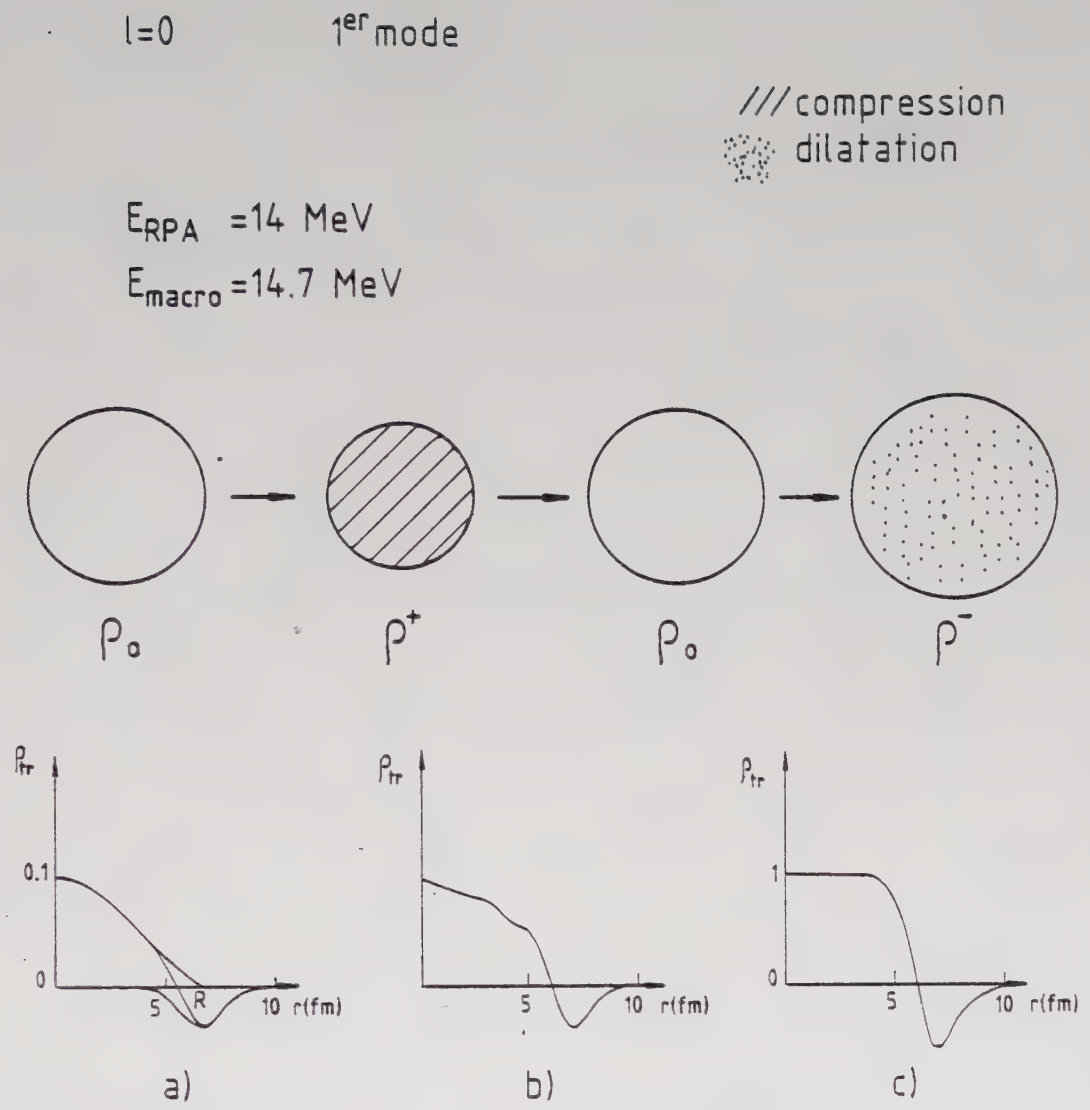


Fig. II.3 : *Comparaison des densités de transition obtenues par les différents modèles pour le 1er mode monopolaire dans le plomb*

a) macroscopique
b) microscopique (DEC 82)
c) densité de transition de Satchler (SAT 73) (cf p. 57 du paragraphe sur les règles de somme et p. 36 du paragraphe sur l'approche macroscopique des résonances géantes).

Pour le calcul de toutes les densités de transition macroscopiques, le rayon R du plomb a été pris égal à R = 6,60 fermi (ALK 77).

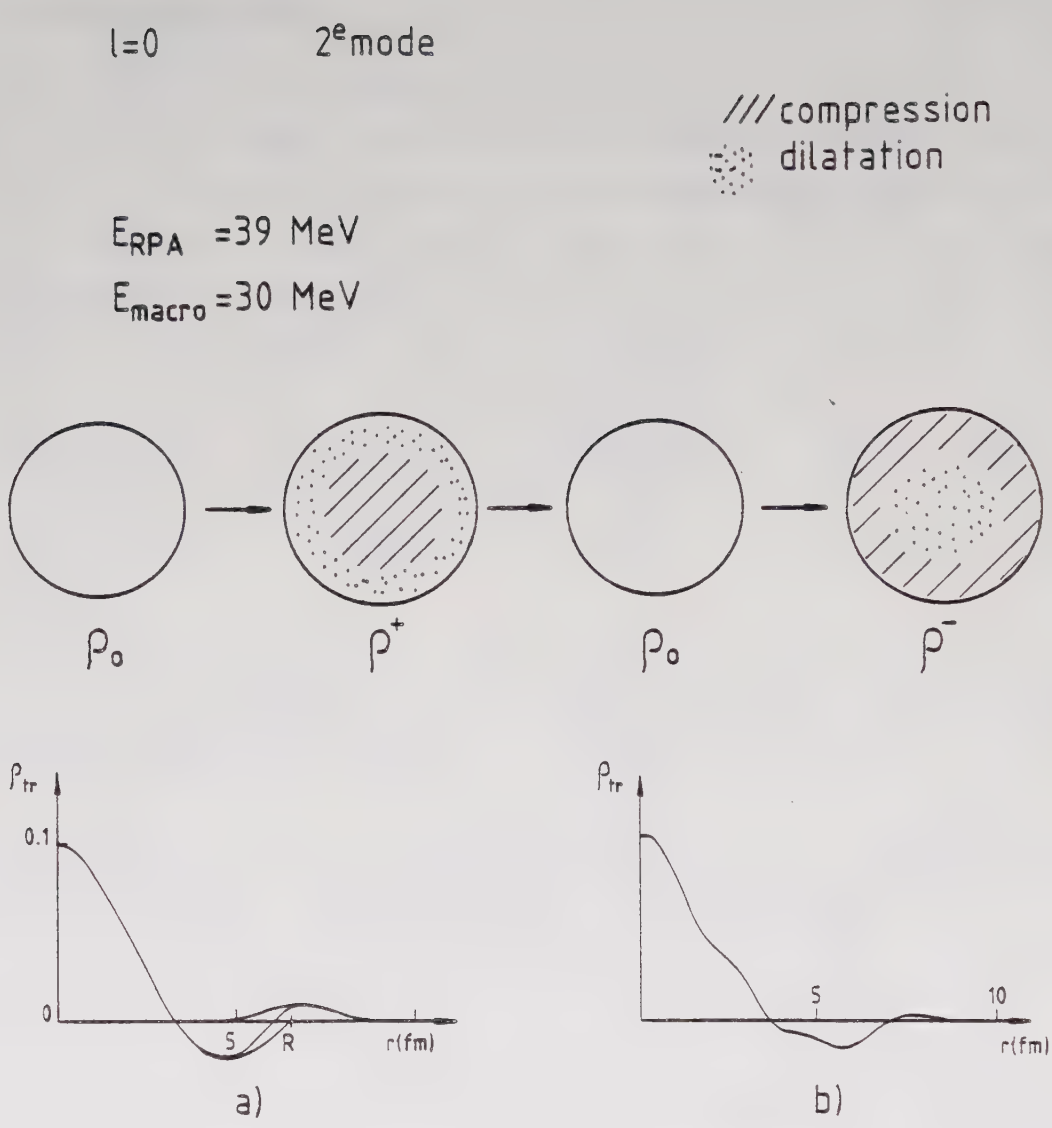


Fig. II.4 : *Comparaison des densités de transition macroscopique (a) et microscopique (b) (DEC 82) pour le 2nd mode monopolaire dans le plomb. (Mêmes conventions que pour la fig. II.3).*

L = 1
T = 0 1^{er} mode

///compression
dilatation

E_{RPA} =26 MeV
E_{macro} =21 MeV

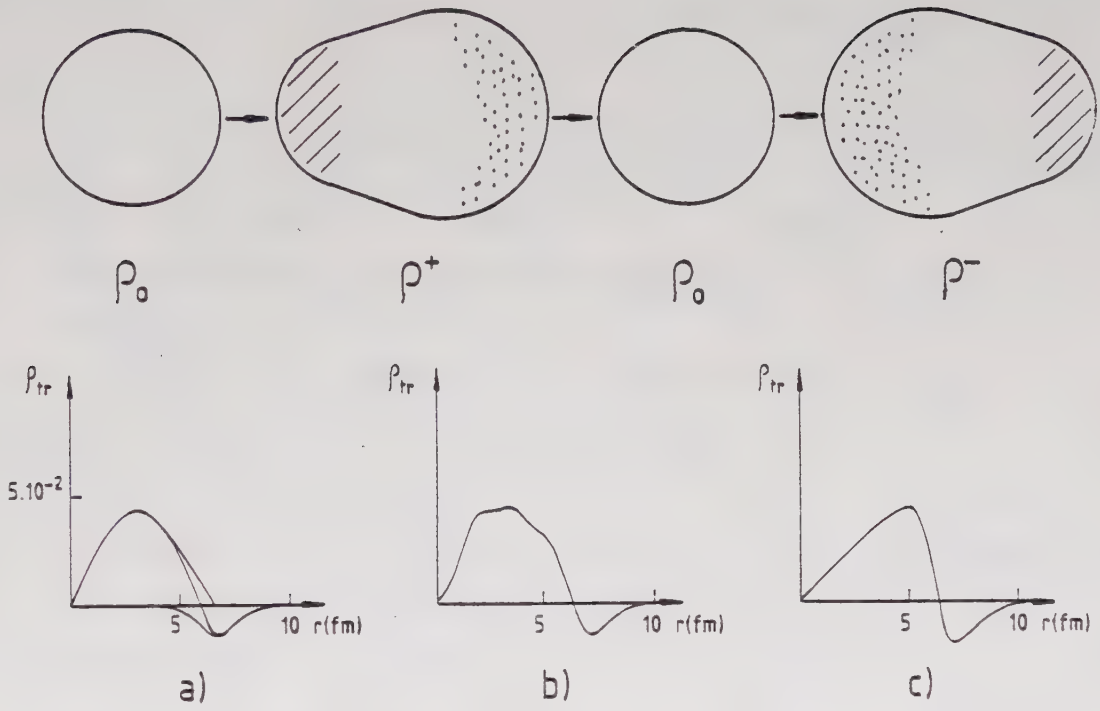


Fig. II.5 : *Comparaison des densités de transition pour le 1er mode dipolaire isoscalaire dans le plomb*

a) macroscopique
b) microscopique (DEC 82)
c) densité de transition de Harakeh (HAR 81).

Dans le calcul macroscopique tel qu'il est présenté ici, il n'y a pas de correction à faire pour supprimer le mouvement du centre de masse. Celui-ci reste fixe, puisqu'on n'a affaire qu'à des forces internes, les pressions à la surface du noyau restant nulles. Par contre, les calculs RPA ont à effectuer cette correction "centre de masse".

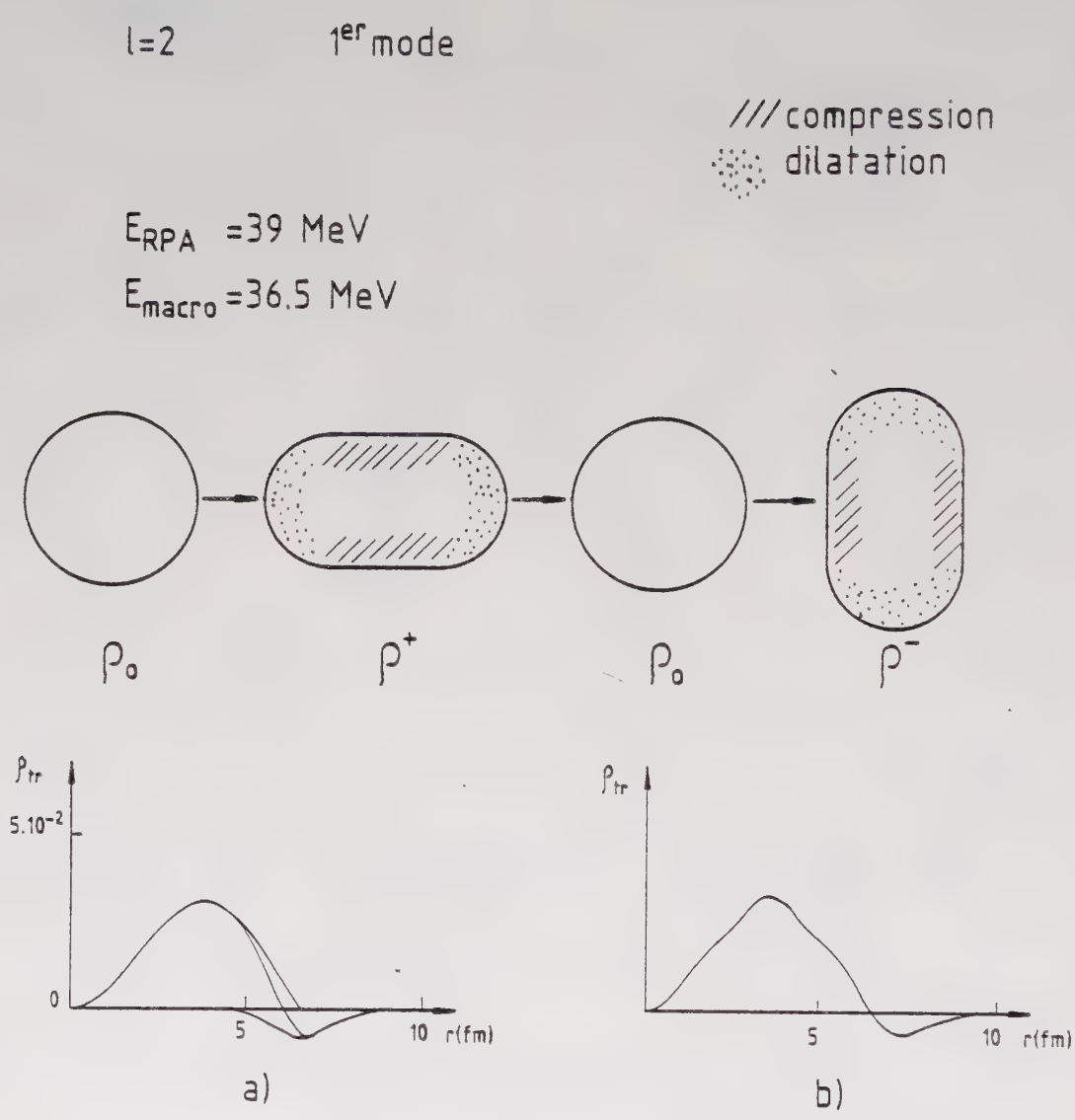


Fig. II.6 : *Comparaison des densités de transition macroscopique (a) et microscopique (b) pour le 1er mode de compression quadrupolaire dans le plomb. (Mêmes conventions que pour la fig. II.3).*

LA DWBA APPLIQUEE A LA DIFFUSION INELASTIQUE

La diffusion inélastique de particules α est bien décrite dans le cadre de l'approximation des ondes distordues (DWBA) et dans celui des voies couplées (CCBA). (SAT 65, AUS 69, JAC 70, TAM 65).

Avant d'exposer les grandes lignes de ce dernier formalisme, classique et justifié depuis longtemps, nous décrirons brièvement la DWBA qui est plus simple. Les principales idées physiques apparaîtront ainsi plus clairement. Nous résumerons ensuite deux façons de calculer le potentiel de transition : le modèle de convolution et le modèle collectif macroscopique. Nous exposerons enfin le formalisme des voies couplées.

Considérons la diffusion inélastique $X(x,x')X^*$ d'une particule x de masse m_x par un noyau X de masse M_X. Nous négligerons l'état interne du projectile et nous adopterons les notations suivantes :

T_i est l'opérateur énergie cinétique de la voie i
ε_i est l'énergie interne de la cible
E_i est l'énergie relative projectile-cible dans la voie i
$\phi_i(\xi)$ est la fonction d'onde interne de la cible
(ξ) représente les coordonnées internes de la cible
$\vec{r}$ est la distance projectile-cible
$\chi_i(\vec{r})$ est la fonction d'onde décrivant l'état relatif projectile-cible
ψ_i est la fonction d'onde totale de la voie $\psi_i = \chi_i \phi_i$
E est l'énergie totale du système.

L'hamiltonien de la voie d'entrée i s'écrit

$$H = H_X + T_i + U_i$$

où H_X est l'hamiltonien interne de la cible :

$$(H_X - \varepsilon_i)\ \phi_i = 0$$

et où U_i est le potentiel d'interaction projectile-cible.

La diffusion de deux fragments entrant dans la voie i et sortant dans n'importe quelle voie f est décrite par l'équation

$$(H - E)\ \psi_i^+ = 0.$$

L'interaction U_i a une forme compliquée. De plus, elle est trop intense pour qu'on

puisse la traiter comme une perturbation. La méthode DWBA consiste à résoudre le problème pour un potentiel $\bar{U}_i$ proche de U_i, et à traiter la différence $U_i - \bar{U}_i$ comme une perturbation. La diffusion élastique étant le phénomène dominant, on choisira pour $\bar{U}_i$ le potentiel optique.

$\bar{\psi}_i^+$ étant la fonction d'onde de la voie élastique, on a

$$\bar{\psi}_i^+ = \chi_i^+ \phi_i .$$

La fonction d'onde relative χ_i^+ est connue grâce à la relation

$$(T_i + \bar{U}_i - E_i)\ \chi_i^+ = 0. \qquad (12)$$

Mais dans le cas d'une diffusion inélastique, l'interaction U est la même dans la voie d'entrée et dans la voie de sortie, donc

$$U_i = U_f = U = \text{le potentiel optique déformé}$$

$$\bar{U}_i = \bar{U}_f = \bar{U} = \text{le potentiel optique.}$$

On traite ensuite $U - \bar{U}$ en perturbation pour calculer l'amplitude de diffusion

$$T_{i \to f} = \bar{T}_{i \to f} + \langle \psi_f^- |\ U - \bar{U}\ | \psi_i^+ \rangle$$

(expression "post" pour l'élément de matrice de transition).

Mais si $i \neq f$, $\bar{T}_{i \to f} = 0$, puisque $\bar{U}$ ne décrit que la partie élastique de la diffusion. Si $i = f$, on a par contre

$$T_{i \to i} = \langle \psi_i |\ \bar{U}\ | \bar{\psi}_i^+ \rangle$$

où :
$$\psi_i = \phi_i\, e^{i \vec{k}_i . \vec{r}_i}$$

pour la diffusion élastique.

L'approximation la plus simple que l'on puisse imaginer consiste à prendre des ondes planes pour χ_i^+ et χ_f^- . Il s'agit de l'approximation dite PWBA (Plane Wave Born Approximation).

Une meilleure approximation (DWBA) consiste à remplacer ψ_i^+ par ψ^{-+}_i, ce qui donne

$$T_{i \to f} = \langle \bar{\bar{\psi}}_f |\ U - \bar{U}\ | \bar{\psi}_i^+ \rangle$$

$$= \langle \phi_f\, \chi_f^- |\ \delta U\ | \phi_i\, \chi_i^+ \rangle$$

avec :
$$\delta U = U - \bar{U}$$

$T_{i \to f}$ s'écrit encore :

$$T_{i \to f} = \int \chi_f^-(\vec{r}) \, \langle \phi_f | \, \delta U \, | \phi_i \rangle \, \chi_i^+(\vec{r}) d\vec{r} \ .$$

L'élément de matrice

$$U_{fi} = \langle \phi_f | \, \delta U \, | \phi_i \rangle$$

est appelé potentiel de transition, ou facteur de forme de la transition. (Les terminologies fluctuent et sont différentes en diffusion de hadrons et en diffusion d'électrons ...).

Un développement multipolaire du potentiel d'interaction δU permet d'écrire

$$\delta U = \sum_{LM} U_{LM}(r,\xi)(i^L Y_L^M)^* \ .$$

En utilisant le théorème de Wigner Eckart pour les transitions entre les états i et f, on obtient pour le potentiel de transition entre les états $|J_i, M_i\rangle$ et $|J_f, M_f\rangle$:

$$\langle J_f \, M_f | \delta U | J_i \, M_i \rangle = \sum_{LM} \langle J_i \, M_i \, LM | J_f \, M_f \rangle \langle J_f || U_L || J_i \rangle (i^L Y_L^M)^* \ .$$

L'élément de matrice réduit contient toute l'information sur le noyau cible et l'interaction.

La relation précédente impose les règles de sélection :

$$\vec{J}_f = \vec{J}_i + \vec{L}$$

$$M_f = M_i + M$$

$$\pi_f = (-1)^L \pi_i$$

et la section efficace différentielle de diffusion inélastique est donnée par

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu^2}{2\pi\hbar^2} \frac{K_f}{K_i} \sum |T_{i \to f}|^2$$

où μ est la masse réduite, K_i et K_f les nombres d'onde dans les voies d'entrée et de sortie. Le signe Σ représente une sommation sur les états finaux M_f et une moyenne sur les états initiaux M_i.

Le modèle collectif

L'évaluation de la section efficace passe par le calcul du potentiel de transition. Le modèle collectif permet ce calcul. Selon ce dernier, les modes de vibration de la matière nucléaire sont interprétés en termes de variation du

potentiel moyen induite par la variation de la densité du noyau. Le modèle collectif de diffusion inélastique peut prendre deux aspects : semi-microscopique et macroscopique. Dans ce qui suit, nous nous limiterons au cas des transitions isoscalaires.

I. *Description utilisant une convolution : modèle semi-microscopique (GRE 68, MOR 70, SAT 71)*

Si $v(\vec{r}-\vec{r}')$ est une interaction effective entre le projectile et un nucléon de la cible, et si $\rho(\vec{r}')$ est la densité de matière de la cible, on peut obtenir le potentiel optique par la formule de convolution :

$$\bar{U}(r) = \int v(\vec{r}-\vec{r}')\ \rho_o(\vec{r}')d\vec{r}'. \qquad (13)$$

Une formule analogue vaut pour le potentiel d'interaction inélastique

$$U(\vec{r}) = \int v(\vec{r}-\vec{r}')\ \rho(\vec{r}')d\vec{r}' \qquad (13)$$

et : $$U_{fi}(\vec{r}) = \int v(\vec{r}-\vec{r}')(\rho(\vec{r}') - \rho_o(\vec{r}'))d\vec{r}' \qquad (13)$$

$$= \int v(\vec{r}-\vec{r}')\ \rho_{fi}(\vec{r}')d\vec{r}'$$

ρ_{fi} est la densité de transition, que l'on peut se représenter comme l'amplitude de la variation de densité du noyau cible entre l'état i et l'état f.

U_{fi} est la convolution de l'interaction projectile-nucléon avec la densité de transition, de même que le potentiel optique est la convolution de l'interaction avec la densité nucléaire à l'équilibre. Dans le cas d'une vibration multipolaire du noyau cible, on pose :

$$\rho_{fi} = \rho_{tr} \sum_M \alpha_{LM}\ Y_L^M \qquad (14)$$

et un développement multipolaire de l'interaction :

$$v(\vec{r}-\vec{r}') = \sum_L v_L(\vec{r}-\vec{r}') \sum_M Y_L^M\ Y_L^{M*}$$

permet d'écrire :

$$U_{J_f,J_i} = \langle J_i||\beta_L\ Y_L||J_f\rangle \int v_L(r-r')\ \rho_{tr}(r')r'^2dr' .$$

Le premier facteur $\langle J_i||\beta_L\ Y_L||J_f\rangle$ décrit le couplage de l'état excité $|J_f\rangle$ au fondamental $|J_i\rangle$ pour un phonon de multipolarité L et d'amplitude β_L

$$\beta_L = \langle 0|\alpha_{LM}^+\ \alpha_{LM}|0\rangle = (2L+1)\langle\alpha_L^2\rangle_0 \qquad (15)$$

β_L est la valeur moyenne du carré de la déformation autour de l'état d'équilibre $|J_i>$

Le deuxième facteur est le facteur de forme radial U_{tr} :

$$U_{tr} = \int v_L(r-r')\ \rho_{tr}(r')\ r'^2\ dr'$$

que l'on peut calculer connaissant la densité de transition radiale ρ_{tr}. Celle-ci est une propriété intrinsèque du noyau cible, indépendante de la façon dont on a excité la vibration. La RPA et l'hydrodynamique représentent deux approches permettant de calculer des densités de transition pour les modes de vibration collectifs du noyau.

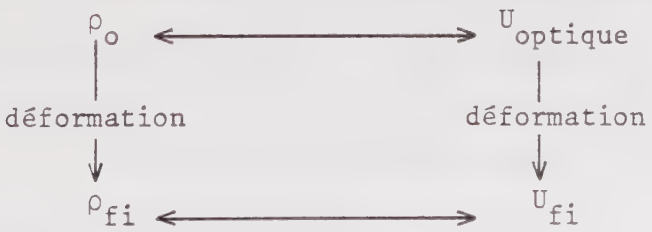
Le modèle de convolution qui vient d'être décrit présente de nombreux avantages : c'est une approche rigoureuse ; elle permet d'utiliser n'importe quelle densité de transition. D'autre part, la formule de convolution utilise une interaction projectile-nucléon v qui est une grandeur fondamentale. La part de phénoménologie dans cette approche est donc réduite.

Remarquons, ici, que si le projectile est une particule composite, les potentiels peuvent être obtenus par une double convolution de l'interaction nucléon-nucléon avec la densité de la cible et avec celle du projectile.

L'inconvénient du modèle de convolution est que l'interaction projectile-nucléon est mal connue ... Pour échapper à ce problème, on peut avoir recours à une approche plus phénoménologique.

II. *Le modèle collectif macroscopique (SAT 66, AUS 70)*

Le modèle collectif macroscopique est fondé sur la prescription suivante : "On obtient le potentiel de transition U_{fi} en déformant le potentiel optique, de la même façon que l'on obtient la densité de transition ρ_{fi} en déformant la densité nucléaire au repos".



Ceci peut s'écrire

$$U(r) = \frac{U_o(0)}{\rho_o(0)}\ \rho(r.\ \frac{R_m}{R_{opt}}) \qquad (16)$$

où U_o et ρ_o sont respectivement le potentiel optique et la densité de matière au centre du noyau ; R_m et R_{opt} sont respectivement le rayon optique et le rayon de matière. Dans cette formule, $U(r)$ et $\rho(r)$ peuvent être respectivement le potentiel optique et la densité nucléaire, ou encore le potentiel de transition et la densité de transition. Si les géométries réelle et imaginaire du potentiel optique sont différentes, il faut appliquer cette formule séparément aux deux parties.

Cette formule simule l'effet sur ρ de la convolution (13). L'hypothèse faite ici implicitement est que l'effet de la convolution est le même sur le potentiel optique et sur le potentiel de transition, et qu'il se ramène à une homothétie sur r, de rapport R_m/R_{opt}. Cette prescription, intuitivement raisonnable, permet de calculer U_{fi} connaissant ρ_{fi} et U.

Puisque les paramètres du potentiel optique sont déterminés par la diffusion élastique, seul un paramètre β_L, caractéristique de l'amplitude de la déformation, reste à ajuster pour reproduire la diffusion inélastique.

Nous distinguerons deux sortes de modes de vibration : ceux pour lesquels la matière nucléaire n'est ni compressée ni dilatée, et ceux pour lesquels il y a compression. Dans le premier cas, la vibration n'affecte que la surface du noyau, tandis que dans le second, elle peut affecter le volume entier. Nous les appellerons donc respectivement modes de surface et modes de volume. Il est évident que les deux sortes de vibration ont des densités de transition différentes, et nous traiterons les deux cas séparément.

a) Modes de surface

La densité de transition est entièrement déterminée par la forme de la surface du noyau. Pour les transitions de multipolarité $L \geqslant 2$:

$$(L \geqslant 2) \quad R(\theta,\phi) = R_m \left(1 + \sum_{LM} \alpha_{LM} Y_L^M\right) \tag{17}$$

La formule (17) conduit à l'expression de la densité :

$$\rho(\vec{r}) = \rho_o(r) - R_m \frac{\delta\rho_o}{dr} \sum_{LM} \alpha_{LM} Y_L^M \tag{18}$$

où $\rho-\rho_o$ est la densité de transition.

Par hypothèse du modèle collectif, on a une formule analogue pour le potentiel optique :

$$U(r) = U_o(r) - R_{opt} \frac{dU_o}{dr}(r) \sum_{LM} \alpha_{LM} Y_L^M \tag{19}$$

ce qui conduit au potentiel de transition :

$$U_{fi} = - \beta_L \, (2L+1)^{1/2} \, R_{opt} \, \frac{dU_o}{dr} \, (r) \, Y_L^* \, . \qquad (20)$$

Dans cette formule, β_L est le paramètre de déformation, donné par (15). On voit que dans cette approximation, pour les modes de surface, la densité de transition radiale est la même quel que soit le mode de vibration considéré : elle est proportionnelle à dU_o/dr, c'est-à-dire qu'elle est concentrée à la surface du noyau.

Pour les transitions L=0 et L=1, on ne peut pas concevoir de modes de vibration sans compression de la matière nucléaire. Cette formule en dU_o/dr ne tient donc pas, puisque nous avons affaire à des modes de volume (cf p 38 et 40).

b) Modes de volume

Pour les modes de vibration mettant en jeu l'ensemble du noyau et pas seulement sa surface, le modèle collectif macroscopique ne peut pas nous donner d'expression pour la densité de transition. Cette dernière doit être calculée par d'autres méthodes. Une paramétrisation raisonnable peut faire l'affaire ; on peut aussi faire des calculs hydrodynamiques ou microscopiques. Mais, $\rho_{tr}(r)$ étant supposé connue, il reste possible d'utiliser la formule (16) du modèle collectif pour calculer le potentiel de transition.

Le potentiel de transition coulombien

Les expressions (16) et (20) ne contiennent que la partie nucléaire du potentiel de transition. Pour les transitions $L \neq 0$, il faut leur ajouter une partie coulombienne, qui peut s'écrire (BAS 62):

$$U_{tr} \text{ coulombien} = - 3 \, Z_p \, Z_c \, e^2 \, \frac{1}{2L+1} \, \frac{R_c^L}{r^{L+1}} \quad (r \geqslant R_c)$$

$$U_{tr} \text{ coulombien} = 3 \, Z_p \, Z_c \, e^2 \, \frac{1}{2L+1} \, \frac{r^L}{R_c^{L+1}} \quad (r \leqslant R_c)$$

où R_c est le rayon coulombien.

LES EQUATIONS COUPLEES

Dans le formalisme DWBA que nous venons de voir, χ_i et χ_f sont générées en utilisant le potentiel optique qui décrit la diffusion élastique (eq. (12)). Les effets des voies inélastiques sont pris en compte grâce à la partie imaginaire du potentiel optique et l'excitation d'un niveau du noyau cible est traité comme une perturbation. Cependant, si la voie élastique est très fortement couplée à cer-

taines voies inélastiques, ces approximations deviennent insuffisantes. Il faut alors utiliser le formalisme des équations couplées, dans lequel le couplage entre voies apparaît explicitement. En gardant les mêmes notations que précédemment, on écrit la fonction d'onde de diffusion :

$$\psi(\vec{r},\xi) = \sum_{\beta} \phi_{\beta}(\xi)\ \chi_{\beta}(\vec{r})$$

les ϕ_{β} étant les états propres du noyau cible, $(H(\xi) - \varepsilon_{\beta})\ \phi_{\beta} = 0$.

L'équation de Schrödinger pour $\psi(\vec{r},\xi)$ s'écrit

$$(E - T - H(\xi) - U(r,\xi))\ \psi(\vec{r},\xi) = 0.$$

La projection sur l'état ϕ_{α} donne

$$(E - \varepsilon_{\alpha} - T)\ \chi_{\alpha}(r) - \sum_{\beta} \langle\phi_{\alpha}|U(r,\xi)|\phi_{\beta}\rangle\ \chi_{\beta}(\vec{r}) = 0. \qquad (21)$$

Les éléments de matrice $\langle\phi_{\alpha}|U(\vec{r},\xi)|\phi_{\beta}\rangle$ jouent le même rôle que le potentiel de transition

$U_{fi} = \langle\phi_f|U|\phi_i\rangle$ de la DWBA, et se calculent de la même façon.

Nous avons une équation (21) pour chaque état α, et donc, un système d'équations où les inconnues sont les χ_{β}. Il y a en fait plus d'équations que de voies car chaque projection du moment angulaire engendre une équation.

Les χ_{α} jouent le même rôle que les χ de la DWBA et se réduisent à ces dernières si l'on néglige tous les potentiels de transition $\langle\phi_{\alpha}|U|\phi_{\beta}\rangle$ sauf le potentiel optique $\langle\phi_o|U|\phi_o\rangle$.

En principe, le nombre de voies α ouvertes est très grand ; dans la pratique, on se limite à quelques états (c'est-à-dire à quelques équations couplées) et on simule l'effet des autres voies inélastiques en donnant une partie imaginaire à U.

Dans le cas qui nous intéresse, c'est-à-dire l'étude des résonances géantes, l'utilisation des équations couplées n'est pas indispensable : le couplage des résonances géantes avec la voie élastique est faible, si bien que les équations couplées se ramènent pratiquement à celles de la DWBA. De nombreux auteurs se contentent d'ailleurs d'utiliser cette dernière. C'est seulement pour des raisons de commodité que nous avons utilisé le programme d'équations couplées ECIS, de J. Raynal. ECIS utilise des méthodes numériques originales (RAY 71) pour résoudre le système d'équations couplées (21).

APPLICATION PRATIQUE

Le lecteur se reportera au chapitre "Traitement des données" pour tout ce qui concerne les résultats de calculs DWBA ou d'équations couplées que nous avons faits avec ECIS. On y trouvera notamment deux études : l'une sur la dépendance en énergie des distributions angulaires inélastiques, et l'autre sur la sensibilité des distributions angulaires à la géométrie radiale des potentiels de transition.

L'OPERATEUR MULTIPOLAIRE DE TRANSITION

L'opérateur multipolaire couramment utilisé dans l'analyse des transitions nucléaires a la forme : $F = r^L Y_L^M$. Ce choix n'est généralement pas remis en question. Il a pourtant de lourdes conséquences, notamment sur l'interprétation des règles de somme (cf. p. 58) et de la fonction de réponse (cf. p. 53). Ces deux dernières ayant une importance cruciale dans l'analyse des résonances géantes, nous voudrions rappeler ici sur quelles hypothèses repose le choix de l'opérateur multipolaire F. Rappelons l'expression de l'amplitude de transition DWBA :

$$T_{i\to f} = \langle \chi_i \ \phi_i | \delta U | \chi_f \ \phi_f \rangle$$

(les notations sont les mêmes que dans le paragraphe consacré à la DWBA).

Dans l'approximation PWBA (Plane Wave Born Approximation) les ondes entrantes et sortantes χ_i et χ_f décrivant le projectile sont assimilées à des ondes planes :

$$\chi_i = e^{i \vec{K}_i . \vec{r}}$$

$$\chi_f = e^{-i \vec{K}_f . \vec{r}} \quad .$$

Dans cette approximation, on a

$$T_{i\to f} = \int e^{i(\vec{K}_i - \vec{K}_f)\vec{r}} \langle \phi_f | \delta U | \phi_i \rangle d\vec{r} \ .$$

Notons $\vec{q} = \vec{K}_i - \vec{K}_f$ le moment transféré au noyau cible pendant la réaction. Le potentiel de transition :

$$U_{fi} = \langle \phi_f | \delta U | \phi_i \rangle = \int v(\vec{r}-\vec{r}') \rho_{fi}(\vec{r}') d\vec{r}'$$

a une multipolarité L bien déterminée. L'orthogonalité des harmoniques sphériques fait que, seul, le terme L' = L du développement multipolaire de l'onde plane :

$$e^{i\vec{q}\vec{r}} = \sum_{L'} \gamma_{L'} \ j_{L'}(qr) Y^0_{L'}$$

contribue dans l'expression de l'amplitude de transition, qui devient :

$$T_{i\to f} \sim \int j_L(qr) Y^0_L \ v(\vec{r}-\vec{r}') \ \rho_{fi}(\vec{r}') d\vec{r} \ d\vec{r}' \ .$$

Cette dernière expression montre que, dans le cas où l'interaction projectile-

nucléon peut s'écrire :

$$v(\vec{r}-\vec{r}') = \delta(\vec{r}-\vec{r}') \text{ (interaction de contact)}$$

l'opérateur de transition est de la forme $j_L(qr)Y_L$.

Ceci n'est valable que dans l'approximation PWBA(i), et quand l'interaction v est une interaction de contact(ii). Si l'on fait en plus l'hypothèse des petits moments transférés(iii), le premier terme du développement de $j_L(qr)$ est proportionnel à $r^L q^L$.

C'est seulement moyennant les trois hypothèses ci-dessus que l'opérateur de transition multipolaire a effectivement la forme $r^L Y_L$ (q^L étant considéré comme une constante), et que :

$$T_{0\to L,M} \sim \langle L\ M|\ r^L Y_L\ |0\rangle .$$

Nous retrouverons cet élément de matrice dans le paragraphe sur les règles de somme. Il sera bon à ce moment là de se rappeler les trois hypothèses qui sous-tendent le choix de l'opérateur de transition

$$F = r^L Y_L .$$

LA FONCTION DE REPONSE ET SES MOMENTS

La fonction de réponse du noyau à l'action d'un opérateur F quelconque est définie par

$$R(E) = \sum_a |\langle a|F|0\rangle|^2 \, \delta(E_a - E_o)$$

où $|0\rangle$, $|a\rangle$ sont respectivement les états fondamentaux et excités du noyau, et E_a, E_o les énergies correspondantes. La théorie RPA (cf p. 26) calcule une telle fonction de réponse pour les opérateurs

$$F = r^L \, Y_L^M$$

ou mieux, pour

$$F = j_L(qr) \, Y_L^M \, .$$

Ce que nous mesurons expérimentalement est la fonction de réponse du noyau cible, F étant l'opérateur d'interaction hadronique.

Définissons les moments de la fonction de réponse :

$$m_k = \int_o^\infty R(E) \, E^k \, dE = \sum_a (E_a - E_o)^k \, |\langle a|F|0\rangle|^2$$

k étant entier.

On conçoit aisément que la connaissance de tous les m_k permet, en principe, de remonter à celle de R(E).

Des règles de somme permettent de calculer les moments m_k, sous réserve que F soit un opérateur hermitien à un corps (réfs. LEV 60, THO 60)

$$\begin{aligned} m_o &= \langle 0|F^2|0\rangle \\ m_1 &= \frac{1}{2} \langle 0|[F,[H,F]]|0\rangle \\ m_2 &= -\langle 0|[H,F][H,F]|0\rangle \\ &\text{etc.} \end{aligned} \qquad (22)$$

où H est l'hamiltonien du système. Pour l'expression générale de m_k, voir réf. (BOH 79).

Les moments m_k sont donc évalués sous forme de valeurs moyennes d'opérateurs connus sur l'état fondamental. Si la fonction d'onde de ce dernier est connue, tous les moments m_k sont en principe calculables : la fonction de réponse R(E) ne dépend que des propriétés de l'état fondamental. Dans la pratique, c'est surtout le moment m_1 qui s'avère intéressant. Son évaluation conduit à la règle de

somme dite "energy weighted sum rule" (EWSR). Cette dernière est universellement utilisée dans l'analyse des données expérimentales concernant les résonances géantes. Nous allons essayer de montrer quel est son usage.

LA REGLE DE SOMME "EWSR"

Une façon de savoir si une excitation est collective ou non consiste à mesurer son taux de transition en unités de Weisskopf. Pour une multipolarité L et un opérateur $r^L\ Y_L^M$, le taux de transition "à une particule" ou unité de Weisskopf (BLA 52) vaut :

$$B^{SP} = \frac{2L+1}{4}\left(\frac{3}{L+3}\,R^L\right)^2 \qquad (T=S=0).$$

B^{SP} représente le taux de transition que l'on attend pour un seul nucléon sautant d'un orbite à un autre.

Une excitation est dite collective quand son taux de transition est très supérieur à $B^{SP}(EL)$.

Une autre mesure du caractère collectif d'une transition est fournie par la règle de somme EWSR. Soit F un opérateur à un corps quelconque. L'équation (22) s'écrit :

$$S(F) = \sum_a (E_a - E_o)\,|\langle a|F|0\rangle|^2 = \frac{1}{2}\langle 0|\,[F,[H,F]]\,|0\rangle.$$

Ceci permet, dans certains cas, d'évaluer S, comme nous allons le voir. Si l'opérateur de transition F ne dépend que des variables spatiales, et pas explicitement du moment des particules, on peut admettre que F commute avec l'interaction nucléaire. Le commutateur [H,F] ne reçoit alors de contribution que du terme d'énergie cinétique, et

$$S(F) = \langle 0|\,\frac{\hbar^2}{2m}\,(\nabla F)^2\,|0\rangle\ ,$$

de sorte que

$$\sum_a (E_a - E_o)\,|\langle a|F|0\rangle|^2 = \int d^3r\ \rho_o(r)\ \frac{(\vec{\nabla}F)^2}{2m}$$

où ρ_o est la densité de nucléons dans l'état fondamental.

Si F est le potentiel projectile-cible, on peut interpréter cette règle de somme de la façon suivante : le membre de gauche est l'énergie moyenne fournie au noyau par la collision. Pour le membre de droite, $\vec{\nabla}F$ représente l'impulsion donnée à un nucléon au noyau cible situé en $\vec{r}$. Donc $(\vec{\nabla}F)^2/2m$ est l'énergie cinétique moyenne donnée à ce nucléon et l'intégrale est l'énergie moyenne fournie au noyau par la collision.

Quand $F(\vec{r})$ est un opérateur de transition multipolaire, de la forme

$$F = f_L(r)\ Y_L(\theta,\phi)$$

S(F) vaut :

$$S(F) = \frac{2L+1}{4\pi} \frac{\hbar^2}{2m} A < \left(\frac{df_L}{dr}\right)^2 + L(L+1) \left(\frac{f_L}{r}\right)^2 >.$$

D'autre part, si $f_L(r) = r^L$, on a :

$$\sum_a E_a^* \left|<a| r^L Y_L |0>\right|^2 = \frac{L(2L+1)^2}{4\pi} \frac{\hbar^2}{2m} A <r^{2L-2}> . \qquad (23)$$

Cette formule (23) est valable rigoureusement, indépendamment de tout modèle.

Le terme de droite s'évalue facilement en remarquant que

$$<r^{2L-2}> = \frac{\int r^{2L-2} \rho_o(r) d^3r}{\int \rho_o(r) d^3r} = \frac{3R_o^{2L-2}}{2L+1}$$

pour une densité de matière nucléaire uniforme de rayon R.

L'évaluation du terme de gauche passe par le calcul de l'élément de matrice :

$$<a|r^L Y_L^M |0> = \int \rho(\vec{r}) r^L Y_L^M(\theta,\phi) d^3\vec{r} .$$

Si $|a>$ représente le noyau vibrant selon un mode de multipolarité L, on a

$$\rho(\vec{r}) = \rho_o(\vec{r}) + \rho_{tr}(r) \sum_M Y_L^{M*} \alpha_{LM}$$

de sorte que :

$$<a|r^L Y_L^M |0> = \int \rho_{tr}(r) r^{L+2} \alpha_{LM} dr . \qquad (24)$$

Si $|a>$ représente le noyau vibrant avec une multipolarité $L' \neq L$, l'orthogonalité des harmoniques sphériques fait que $<a|r^L Y_L^M|0> = 0$. On aura donc une règle de somme pour chaque multipolarité.

Il reste à évaluer l'intégrale (24). Si $L \geq 2$ et si $\rho_{tr}(r) = R_o \frac{d\rho_o}{dr}$ (c'est-à-dire si on a affaire à un mode de surface) on a :

$$<a|r^L Y_L^M|0> = \frac{3}{4\pi} A R_o^L \alpha_{LM}$$

et : $$\sum_{M=-L}^{+L} \left|<a| r^L Y_L^M |0>\right|^2 = \left(\frac{3}{4\pi} A R_o^L\right)^2 \beta_L^2$$

où β_L est le paramètre de déformation du modèle collectif, donné par la formule (15)

Donc, si toute la force est concentrée à l'énergie E^*,

$$E^*\left(\frac{3}{4\pi} A R_o^L\right)^2 \beta_L^2 \, 100\ \% = \frac{L(2L+1)}{4\pi} \frac{\hbar^2}{2m} A <r^{2L-2}>$$

$$= \frac{3}{4\pi} \frac{L(2L+1)\hbar^2}{2m} A R_o^{2L-2}$$

ce qui donne :

$$\beta_L^2\ 100\ \% = \frac{2\pi \hbar^2}{m R_o^2} \frac{L(2L+1)}{3 A E^*} \qquad (25)$$

Cette formule représente la règle de somme telle qu'elle est utilisée pour analyser les expériences de diffusion de hadrons.

La procédure classique utilisée pour extraire le pourcentage de règle de somme contenu dans un état déterminé consiste à calculer le paramètre de déformation β_L associé à cet état (par exemple à l'aide d'un code DWBA) et à écrire :

$$\%\ EWSR = \frac{\beta_L^2}{\beta_L^2\ 100\ \%}. \qquad (26)$$

Pour les multipolarités L=0 et 1, la formule (25) ne s'applique pas, mais il existe dans ces cas particuliers des règles de somme analogues.

L = 0

Si l'on utilise pour opérateur l'opérateur monopolaire $r^2\ Y_o(\theta,\phi)$, la formule (23) devient

$$\sum_a E_a^* |\langle a|r^2\ Y_o|0\rangle|^2 = \frac{\hbar^2 A}{2\ m} \langle r^2 \rangle .$$

D'autre part, si l'on prend comme densité de transition la formule de Satchler (voir le paragraphe densité de transition p. 36)

$$\rho_{fi}(\vec{r}) = -\ \beta_o (3\rho_o(r) + r \frac{d\rho_o}{dr})\ Y_o(\theta,\phi), \qquad (27)$$

on obtient la formule, analogue de (25) :

$$\beta_o^2\ 100\ \% = \frac{2\pi \hbar^2}{m R_o^2} \frac{5}{3AE^*} \qquad (28)$$

L = 1

Le cas des vibrations L=1 T=0 demande, lui aussi, un traitement particulier. En effet, l'opérateur dipolaire $r\ Y_1$ correspond à une vibration non-physique, puisqu'elle est associée à un mouvement du centre de masse, sans déformation du noyau. Un opérateur dipolaire raisonnable est donné par $r^3\ Y_1$. Avec des arguments analogues à ceux qui ont amené à la formule (27), et en tenant compte des corrections dues au mouvement du centre de masse, Harakeh et Dieperink (HAR 81) proposent alors la densité de transition et la règle de somme suivantes (cf le paragraphe densité de transition p. 40) :

$$\rho_{fi}(r) = -\frac{\beta_1 Y_1}{R_o\sqrt{3}} (3\ r^2 \frac{d}{dr} + 10\ r - \frac{5}{3} \langle r^2 \rangle \frac{d}{dr}) \rho_o(r) \qquad (29)$$

$$\beta_{1\ 100\ \%}^2 = \frac{6\pi\hbar^2}{mAE^*} \frac{R_o^2}{(11\langle r^4\rangle - \frac{25}{3}\langle r^2\rangle^2)} \simeq \frac{2\pi\hbar^2}{mR_o^2} \frac{7}{4AE^*} \qquad (30)$$

Insistons encore : la formule (25) n'est valable que si l'on n'excite que des vibrations de surface, avec des densités de transition $\rho_{tr}(r) = R_o \frac{d\rho_o}{dr}$. En outre, la grandeur $\beta_{100\ \%}$ obtenue dans (25) est indissociable de l'opérateur $F = r^L Y_L^M$ utilisé. Un autre choix pour F conduirait, en général, à une autre valeur pour $\beta_{100\ \%}$. Il est donc primordial d'utiliser pour l'évaluation de la règle de somme un opérateur de transition le plus réaliste possible. Les hypothèses sous tendant le choix : $F = r^L Y_L$ sont discutées p. (51).

Un cas simple : la diffusion d'électrons

Il est certes vrai que pour les petits moments transférés, l'opérateur de transition électromagnétique est peu différent de $r^L Y_L^M$. Le taux de transition qui lui est associé peut s'écrire :

$$B(EL) = |\langle a|\ r^L Y_L^M\ |0\rangle|^2.$$

La règle de somme (23) peut alors s'interpréter comme une règle donnant une limite pour les taux de transitions électromagnétiques observables pour chaque multipolarité :

$$\sum_a E_a^*\ B_a(E\ L) = \frac{L(2L+1)^2}{4\pi} \frac{\hbar^2}{2m} A \langle r^{2L-2}\rangle \qquad (31)$$

Cette formule (31) apparaît comme la limite pour q tendant vers 0, d'une règle de somme plus générale, utilisant l'opérateur électromagnétique correct

$$F = j_L(q\ r)\ Y_L.$$

C'est cet opérateur de transition qui est utilisé pour l'étude de la diffusion d'électrons dans l'approximation de Born. La règle de somme obtenue dépend du moment transféré ; elle est satisfaite automatiquement par les calculs RPA de Gogny et Dechargé (DEC 82)

Ces prédictions RPA, que nous avons pu avoir en main, montrent que chaque état épuise une fraction constante (à 2 % près) de la règle de somme dépendant de q, pour $q < 0{,}4$ fermi^{-1}. Pour les plus grands moments transférés, le pourcentage de la règle de somme épuisé par le mode considéré varie, souvent brutalement (DEC 82).

Prenons l'exemple des modes monopolaires (fig. (II.7) : à petit transfert, tout la force monopolaire est emportée par le premier mode, situé vers 14 MeV dans le plomb.

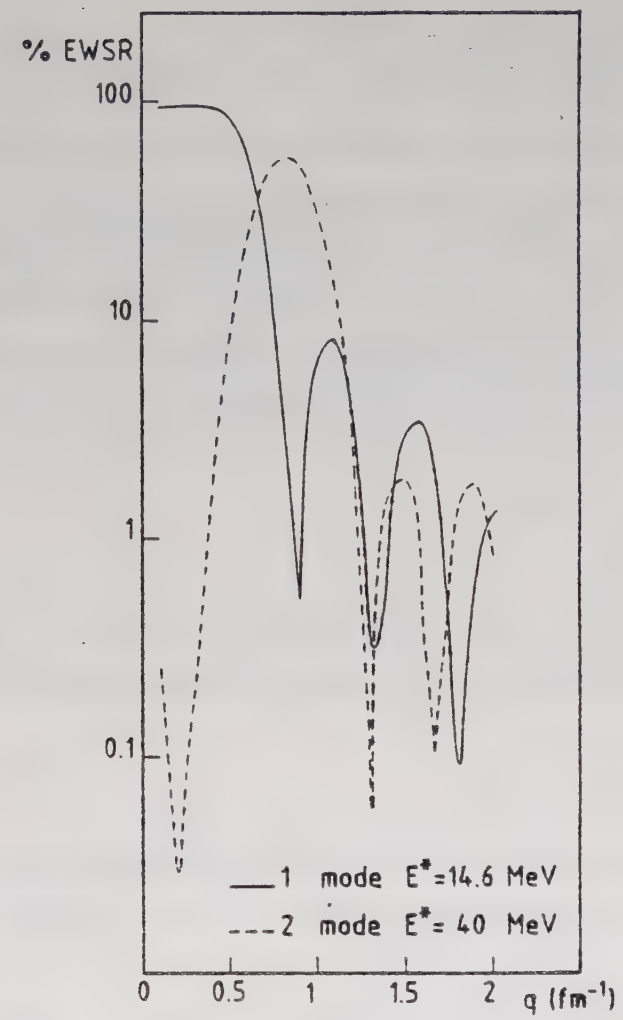


Fig. II.7 : *Les pourcentages de règle de somme épuisés par les deux premiers états RPA monopolaires, en fonction du moment transféré (DEC 82).*

Mais pour q > 0,7 fermi^{-1}, le pourcentage de règle de somme épuisé par ce mode chute, tandis que le second mode monopolaire, situé vers 40 MeV, épuise le complément de la règle de somme et atteint 60 % pour q = 0,8 fermi^{-1}.

Tout se passe comme si la RPA prenait automatiquement en compte des effets analogues à ceux que l'on rencontre en acoustique. Par exemple, lorsqu'on souffle doucement dans une flûte (petit transfert, l'air contenu dans l'instrument vibre selon une note grave et pauvre en harmoniques.

Si l'on souffle plus fort, la note obtenue s'enrichit en harmoniques. Si l'on souffle encore plus fort (grand transfert), le son produit passe à l'octave : c'est le partiel n° 2 qui est devenu prépondérant et qui épuise la quasi totalité de l'énergie sonore.

Dans cette analogie acoustique, le noyau est l'équivalent de l'air contenu dans l'instrument et l'opérateur $j_L(q\ r)Y_L$ représente la façon dont on excite cet air.

Si l'on croit les résultats RPA, la formule $F = r^L\ Y_L$ cesse d'être une bonne

approximation de l'opérateur de transition électromagnétique pour les moments transférés supérieurs à 0,6 fermi^{-1}.

Nous venons de montrer que l'opérateur de transition électromagnétique $j_L(qr)Y_L$ donnait une règle de somme EWSR dépendant du moment transféré. En toute rigueur, ceci ne concerne que la diffusion d'électrons dans l'approximation de Born. L'opérateur de transition hadronique n'est ni $r^L Y^L$, ni $j_L(qr)Y_L$, mais il est probable qu'il se rapproche de cette dernière forme aux grandes énergies incidentes et pour les hadrons dont la structure interne est simple. Il est donc vraisemblable que les effets de variation du pourcentage de règle de somme que nous avons vu apparaître avec l'opérateur $j_L(qr)Y_L$ existent aussi en diffusion de hadrons.

Conclusion :

Les états du noyau étant quantifiés, à toute transition nucléaire est associée une densité de transition dont la forme (ρ_{tr}) et la magnitude (β) sont bien déterminées, indépendamment de la façon dont s'est effectuée la transition. En revanche, le pourcentage de règle de somme épuisé par cette dernière est une grandeur qui dépend du moment transféré et de l'opérateur utilisé. En conclusion, je me permettrai de suggérer que si les pourcentages de règle de somme sont si différents entre diverses expériences et analyses, cela vient en partie du fait que les règles de somme utilisées ont un domaine de validité restreint, qui a souvent été outrepassé.

Les expériences de diffusion inélastique de particules α qui font l'objet de ce travail impliquent des moments transférés compris entre 0,4 fermi^{-1} et 1,8 fermi^{-1}. De plus, les calculs RPA prédisent à haute énergie d'excitation l'existence de modes de volume, dont la densité de transition n'est pas de la forme $d\rho/dr$. Nous sommes donc en dehors du domaine de validité de la formule (25) ; par conséquent, nous ne nous étonnerons pas des pourcentages de règle de somme que nous trouverons au terme de notre analyse.

LES LARGEURS DES RESONANCES GEANTES

Les Résonances Géantes sont situées à des énergies supérieures au seuil d'émission de particules. Elles ont donc une durée de vie assez faible, et ceci a des répercussions sur leur largeur, qui est grande (quelques MeV). Cette largeur peut s'écrire

$$\Gamma = \Gamma\downarrow + \Gamma\uparrow + \Delta\Gamma \ . \qquad (30)$$

Les différents termes de cette somme s'interprètent comme suit :

Le terme $\Delta\Gamma$ provient du fait que la résonance géante n'est en général pas faite d'un seul état RPA mais de plusieurs, à des énergies différentes. $\Delta\Gamma$ représente donc la largeur de l'enveloppe de tous ces états.

$\Gamma\downarrow$ correspond au couplage de la résonance géante (état 1p 1t) avec des états (2p 2t). Cet élargissement est associé à un processus de répartition statistique de l'énergie d'excitation. $\Gamma\downarrow$ est calculable microscopiquement dans le cadre de certaines théories RPA récentes prenant en compte les excitations (2p 2t). (HOS 76, KNU 76, DEH 77, SOL 76, KAM 79). On l'appelle largeur d'étalement.

$\Gamma\uparrow$ correspond au couplage de la résonance avec les états du continu et est associé à un processus direct dans lequel le noyau résiduel est laissé dans un état bien défini après émission d'une particule emportant l'essentiel de l'énergie d'excitation. $\Gamma\uparrow$ s'appelle la largeur d'échappement. (DRE 74).

Si le terme d'étalement dominait dans la formule (30), les caractéristiques de décroissance d'une résonance géante seraient celles d'un noyau composé : le spectre des particules émises ressemblerait à un spectre d'évaporation.

A l'opposé, si le terme d'échappement dominait, l'émission des particules se ferait à des énergies bien déterminées, reliées aux niveaux d'énergie du noyau résiduel. Des expériences mesurant le spectre d'émission de particules en coïncidence avec le projectile permettent donc de savoir quelle est l'importance relative des termes d'échappement et d'étalement. Ces expériences sont difficiles et rares. Pour la GDR, elles ont montré que $\Gamma\downarrow$ domine dans les noyaux lourds, alors que le couplage au continu ($\Gamma\uparrow$) est prépondérant dans les noyaux légers (BER 77).

Pour les autres résonances géantes, les données expérimentales concernent surtout les noyaux légers. Leur interprétation est moins claire que dans le cas de la GDR. Pour plus de détails, on pourra consulter l'article de revue de J. Speth (SPE 81) et références incluses.

Macroscopiquement, les largeurs des résonances géantes s'interprètent en termes de viscosité du fluide nucléaire (NIX 80 et réf. incluses). Deux sortes de viscosités peuvent être invoquées dans les calculs macroscopiques : la viscosité à deux corps correspond à une dissipation d'énergie par collision entre 2 nucléons du noyau. La viscosité à un corps est associée à une dissipation d'énergie par collision inélastique d'un nucléon sur la surface du puits de potentiel moyen. Compte tenu du grand libre parcours moyen des nucléons dans le noyau, la viscosité à un corps devrait prédominer.

Pourtant, jusqu'à maintenant, tous les modèles macroscopiques ont achoppé sur le problème des largeurs : ni la viscosité à un corps, ni celle à deux corps n'ont permis de rendre compte quantitativement de la largeur des résonances géantes.

Durée de vie d'une résonance géante

La densité de niveaux susceptibles de se coupler avec une résonance géante est une fonction croissante de l'énergie d'excitation : plus un mode de vibration est situé haut en énergie, plus il est instable. Ceci est en accord avec l'observation expérimentale, puisque la largeur des résonances géantes augmente avec leur énergie d'excitation.

Une loi empirique raisonnable est la suivante :

$$\Gamma = 0{,}2\ E^{*} \qquad \text{(BAU 81)}.$$

La relation d'incertitude donne le temps de vie de la résonance en fonction de sa largeur :

$$\Gamma\ t = \hbar$$

soit

$$t = \frac{\hbar}{2\pi(0{,}2\ \hbar\nu)} = \frac{T}{0{,}2\ 2\pi} \simeq T\ .$$

Les résonances géantes ne vivent pas longtemps : elles ont une durée de vie de l'ordre de leur période !

Chapitre III

PARTIE EXPERIMENTALE

Toutes les expériences de diffusion élastique et inélastique présentées dans cette thèse ont été réalisées auprès du synchrotron SATURNE 2 et du spectromètre SPES 1. A l'heure actuelle, cet accélérateur est seul au monde à pouvoir fournir des particules α dans le domaine d'énergie que nous avons exploré. Les caractéristiques de Saturne et de SPES 1 ont été largement décrites (LNS 80 et références incluses). Dans ce chapitre, nous nous bornerons à parler de notre expérience dans ce qu'elle a de spécifique.

Le faisceau incident

Pour réussir une expérience de difusion inélastique vers les états du continu, il est primordial d'avoir un faisceau incident centré et de grande qualité.

Une chambre à fils et des détecteurs à émission secondaire, insérables à volonté sur la ligne, nous ont permis de contrôler le centrage du faisceau sur la cible.

Le moindre halo de faisceau diffusant ailleurs que sur la cible provoque une bosse de bruit de fond dans les spectres et les rend inexploitables. Nous avons vérifié l'absence de halo en remplaçant périodiquement la cible d'expérience par un support vide. Le comptage correspondant a toujours été négligeable devant celui dû à la cible d'expérience.

L'intensité maximum délivrée par Saturne était de $5\ 10^{10}$ particules α par bouffée de faisceau. La période était de l'ordre de une seconde, avec un temps de déversement de 600 ms. A petit angle, nous avons dû réduire cette intensité, les taux de comptage devenant supérieurs à la capacité d'acquisition de notre ensemble de détection. Mais pour les angles supérieurs à 6 degrés environ, nous avons utilisé la pleine intensité du faisceau de Saturne.

Le spectromètre à perte d'énergie. Principe général

Mis en service en 1972, le spectromètre SPES 1 a été conçu pour l'étude des réactions à 2 corps, dans le domaine des énergies intermédiaires, avec une résolution en énergie de l'ordre de 10^{-4}. La dispersion en énergie du faisceau accéléré par Saturne est voisine de 3 à 5 10^{-4}. Sous peine de devoir accepter une résolution finale très mauvaise, il faut s'affranchir de cette dispersion. Le principe qui a été retenu pour SPES 1 est celui du spectromètre dit "à perte d'énergie". Suivant ce principe, l'énergie cédée à la cible est connue par la mesure de l'impulsion du projectile avant et après son passage dans la cible. Schématiquement, la cible physique est placée entre deux dispositifs magnétiques : le spectromètre S et l'analyseur A. A disperse le faisceau sur cible et est réglé de telle sorte que toutes les trajectoires correspondant au même Q de réaction se retrouvent au même endroit sur la focale de S (compensation des effets de dispersion en énergie du faisceau incident et des effets cinématiques).

Il est d'usage de décrire les propriétés des dispositifs magnétiques sous forme matricielle. Les trois grandeurs caractéristiques décrivant la trajectoire d'une particule chargée dans un dispositif magnétique sont, pour un point donné :

y, qui est la distance de la particule à l'axe optique du dispositif ;
θ, qui est l'inclinaison de la trajectoire par rapport à l'axe optique ;
$\delta p/P_o$ qui est la dispersion relative de l'impulsion de la particule par rapport à l'impulsion moyenne p_o.

Au premier ordre, il existe une relation linéaire entre le trivecteur (y_i, θ_i, $\delta p_i/P_o$) caractérisant une particule avant son entrée dans le dispositif magnétique, et le trivecteur (y_f, θ_f, $\delta p_f/p_o$) caractérisant la même particule après sa sortie. Cette relation se résume dans l'équation :

$$\begin{pmatrix} y_f \\ \theta_f \\ \delta p_f/p_o \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{11} & 0 & A_{16} \\ A_{21} & A_{22} & A_{26} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_i \\ \theta_i \\ \delta p_i/p_o \end{pmatrix}$$

Cette relation ne vaut que si les paramètres de la trajectoire finale sont mesurés sur la focale du dispositif. Nous supposerons par la suite que la matrice A se réfère à l'analyseur, alors qu'une matrice S analogue se réfère au spectromètre.

Dans un spectromètre à parte d'énergie, les deux dispositifs magnétiques sont conçus de telle sorte que

$$A \cdot S = Id.$$

Nous reviendrons plus loin sur les conséquences de cette relation, vu la façon particulière dont nous avons utilisé SPES 1.

Description du SPES 1

La figure III.1 présente un schéma de la ligne SPES 1.

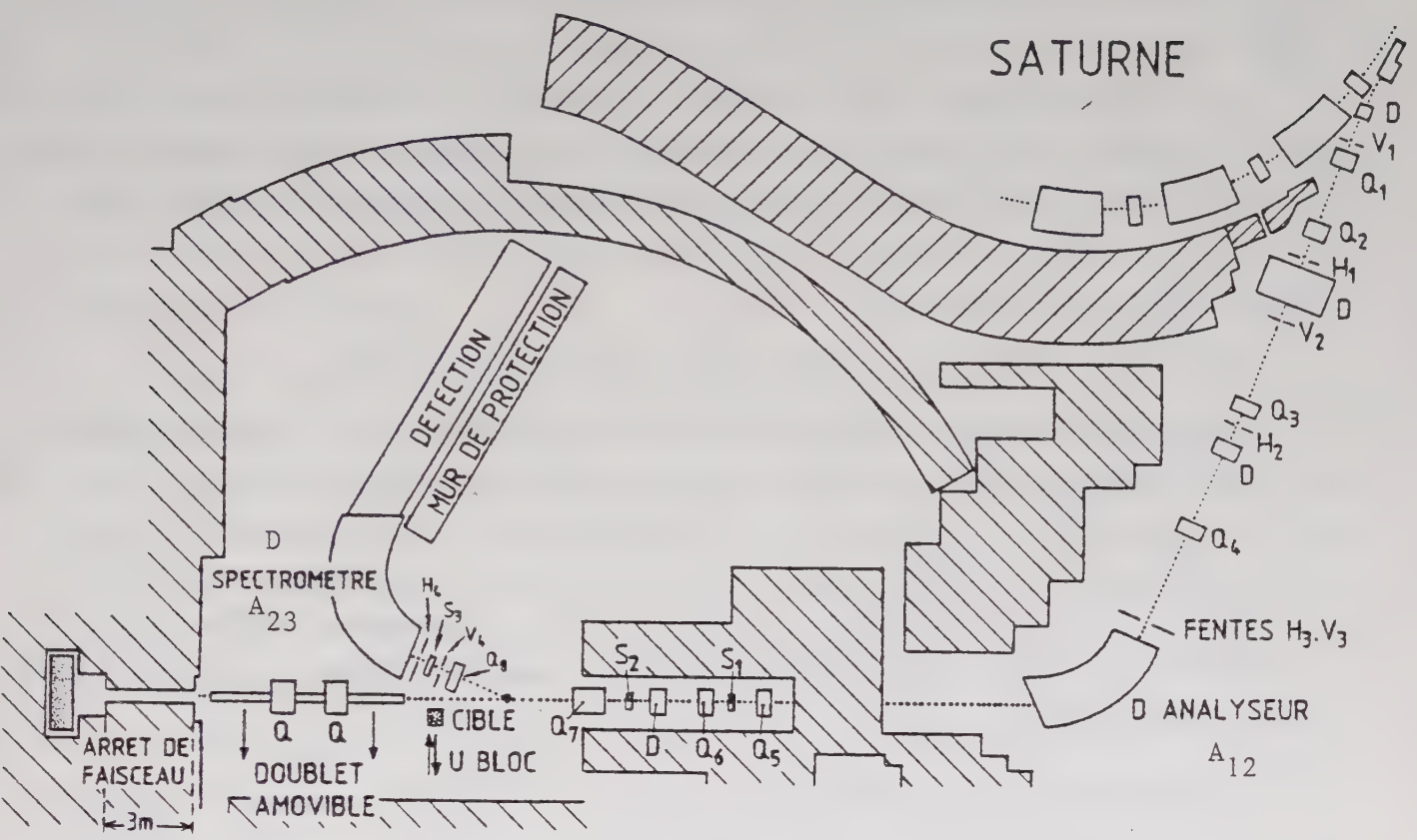


Fig. III.1 : *Schéma de la ligne SPES 1.*
D : dipôle
Q : quadrupôle
S : sextupôle

- *Fabrication de l'objet*

Au début de la ligne, quatre quadrupôles (1, 2, 3, 4) forment un objet virtuel horizontal de petite taille.

- *Le système d'analyse*

Trois quadrupôles (5, 6, 7) servent à ajuster la ligne pour compenser les effets de la cinématique, et permettent de régler les points de focalisation horizontale et verticale. L'aimant dipolaire A_{12} analyse le faisceau incident et le disperse sur cible.

Des fentes (1, 2, 3) situées sur la ligne permettent de réduire l'intensité et l'émittance du faisceau sur cible.

- *Le spectromètre proprement dit*

Son élément principal est l'aimant dipolaire A_{23} qui analyse le faisceau dif-

fusé. Le quadrupôle (8) a pour rôle de présenter à l'entrée de A_{23} des trajectoires parallèles à l'axe optique dans le plan vertical.

Entre ce quadrupôle et A_{23}, deux jeux de fentes réglables horizontalement et verticalement, servent à déterminer l'angle solide de détection du faisceau diffusé. Pour pouvoir étudier différents angles de diffusion, le spectromètre est mobile et peut tourner autour de la cible. Ce déplacement se fait sur coussin d'air.

Les sextupôles (S_1, S_2, S_3) servent à corriger les aberrations du second ordre. L'ensemble de la ligne est plaçé sous vide, jusqu'à la détection qui, elle, est dans l'air. L'interface est assurée par une fenêtre mince en kapton.

Architecture de la détection

Derriere le dipôle A_{23} prend place la détection de SPES 1.

Conçue principalement pour détecter des protons de 1 GeV, elle se compose habituellement de quatre compteurs doubles à migration horizontaux et de deux verticaux, qui servent à reconstituer la trajectoire de la particule analysée. La connaissance de cette trajectoire permet de calculer y_f et θ_{diff}. Derrière les compteurs se trouve un ensemble de palettes de scintillateurs, utilisé pour sélectionner les bonnes particules, et donner un signal de référence en temps pour toute la détection.

Le cas particulier de nos expériences nous a conduit à simplifier cette détection. En effet, les particules α que nous voulions analyser ont un parcours réduit dans l'air. La détection étant elle-même dans l'air, il était difficile de faire de la reconstitution de trajectoires dans de bonnes conditions, à cause de la diffusion multiple. Nous avons donc décidé pour l' ensemble de ces expériences de ne pas faire de reconstitution de trajectoires derrière le spectromètre, et de mesurer grâce à un seul compteur à localisation la position de la particule sur la focale. Avec ce choix, si nous voulions conserver une bonne précision sur l'angle de diffusion des particules, il nous fallait réduire l'acceptance angulaire horizontale du spectromètre.

Nous avons choisi une acceptance angulaire variable suivant l'énergie et le noyau et compatible avec la précision que nous cherchions pour les mesures en angle.

D'autre part, toujours pour garder à nos mesures une bonne précision angulaire, nous avons décidé d'utiliser une cible d'extension horizontale réduite à 5 mm. Ceci a pour effet de minimiser les erreurs sur l'angle de diffusion, dues

à une dispersion horizontale ou un décentrement accidentel du faisceau. Ces deux options (acceptance angulaire horizontale réduite à un fin pinceau et utilisation d'une cible étroite) simplifient notablement l'utilisation de SPES 1. On a en particulier la relation

$$y_f = S_{16} \ (\delta_f - \delta_i') \qquad (31)$$

où S_{16} est un élément de la matrice S relative au spectromètre et où δ_f et δ_i' sont respectivement les $\Delta p/p_o$ avant et après la cible. $\delta_f - \delta_i'$ représente donc le pourcentage d'impulsion perdu dans la cible par une particule.

D'après (31), la mesure de y_f suffit pour connaître cette grandeur, directement reliée à l'énergie d'excitation. Quant à l'angle de diffusion de la particule, c'est l'angle du spectromètre avec une incertitude égale à son acceptance angulaire horizontale.

Comme le montre la figure III.2, nous avons allongé le caisson de SPES 1 de façon à amener sous vide les particules diffusées le plus près possible de la focale. Sur cette dernière, nous avons placé un compteur à migration chargé de mesurer y_f. (En réalité, le compteur n'était pas placé sur la focale, mais faisait avec elle un angle de 45°, puisqu'il était perpendiculaire à l'axe optique). Ce compteur (1) était double, ce qui nous a permis, par coïncidence entre ses deux éléments A et B d'avoir une bonne réjection du fond.

De même, nous avons placé un autre compteur à migration double (2) 30 centimètres plus loin, pour pouvoir rejeter les trajectoires trop inclinées sur l'axe optique.

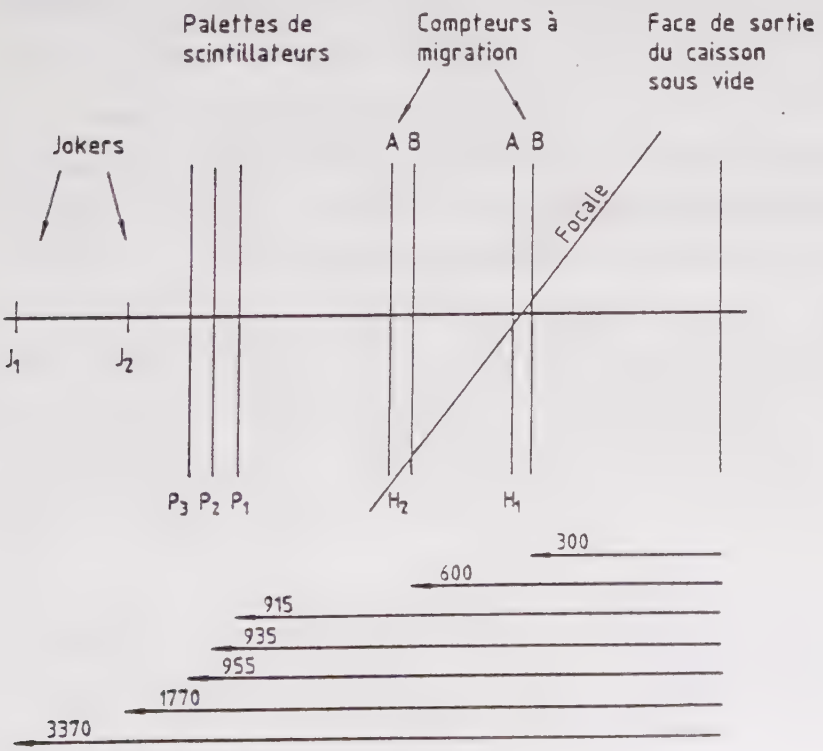


Fig. III.2 : *Implantation de la détection. Toutes les dimensions sont en mm.*

Ces compteurs, de par leur principe de fonctionnement, nécessitent un signal de référence marquant le temps de passage de la particule. Celui-ci est fourni par le système de déclenchement constitué des trois palettes de plastique scintillant P_1, P_2, P_3 situées à 30 cm derrière les compteurs. Celui-ci avait en plus un autre rôle : assurer la sélection des particules α par une coïncidence (P_1, P_2, P_3) et par mesure de leur perte d'énergie (dans P_1 et P_3 seulement). Les dimensions transversales de ces 3 palettes étaient 60 cm × 17 cm, et leur épaisseur respectives 4 m/m, 1 m/m et 5 m/m. Deux autres scintillateurs (jokers J_1, J_2) mobiles et de petites dimensions (6 cm × 3 cm), distants de 1,6 m étaient placés derrière le dispositif de déclenchement. Ils servaient à matérialiser un axe par leur alignement et à mesurer l'efficacité de détection des compteurs le long de cet axe.

Les compteurs à migration (SAU 73)

Le principe d'un compteur à migration est simple : dans une enceinte contenant un gaz, on établit un champ électrique uniforme ; une particule traversant l'enceinte ionise le gaz et les électrons libérés se mettent à migrer à vitesse constante vers l'anode, qui est en fait le fil d'un compteur proportionnel. A leur arrivée, celui-ci amplifie le signal et génère une impulsion. La mesure du temps de migration des électrons permet de savoir où la particule ionisante a traversé le compteur. Ceci nécessite la connaissance de l'instant de passage de la particule par un autre dispositif : le déclencheur, constitué dans notre cas des palettes P_1, P_2, P_3.

Dans la pratique et pour ce qui nous concerne, les dimensions de l'enceinte étaient de 50 cm de longueur et 13 de hauteur. Cette enceinte était fermée sur ses deux grandes faces par une feuille de mylar de 10 µm.

Le gaz était du méthane pur, à la pression atmosphérique. Le champ uniforme établi dans le compteur valait environ 1000 V/cm, et était assuré par une cathode portée à -51,5 KV et par des bandelettes verticales conductrices portées à des potentiels décroissants pour assurer l'uniformité du champ.

Les électrons arrivant dispersés sur l'anode, ceci entraînait une incertitude de localisation, d'autant plus grande que la longueur de migration est importante et variant entre 0,6 mm (côté anode) et 1,7 mm (côté cathode). A ce compteur, a été associé un temps mort fixe de 5 µs, correspondant au temps maximum de migration des électrons.

Des essais préliminaires nous ont montré que des défauts d'homogénéité du champ de migration pouvaient entraîner de petites structures périodiques indésirables dans le spectre de localisation. Nous avons dû modifier légèrement la géo-

métrie du champ pour remédier à ce défaut. Ceci mis à part, les compteurs se sont avérés solides et stables.

L'électronique et l'informatique

Le rôle de l'électronique est de collecter et de traiter les informations provenant des compteurs et du dispositif de déclenchement. Les informations ainsi traitées sont ensuite envoyées vers l'ordinateur. Schématiquement, l'agencement de notre électronique était la suivante :

L'électronique décidait qu'il y avait eu passage d'une particule α dans le dispositif de déclenchement quand les 3 palettes P_1, P_2, P_3 donnaient un signal en coïncidence, les signaux 1 et 3 étant d'une amplitude convenable. La largeur de la coïncidence était de 10 ns. Le signal "start" ainsi obtenu déclenchait l'ouverture d'un convertisseur temps-numérique correspondant à chaque compteur à migration. Seuls étaient retenus les événements pour lesquels les quatre compteurs étaient touchés (coïncidence quadruple). La durée de la fenêtre de coïncidence entre deux compteurs A et B d'un même boitier était de 30 ns. Les temps de migration pour les compteurs 1 et 2 devaient être distants de ± 140 ns, cette dernière condition assurant la réjection des trajectoires trop inclinées sur l'axe optique.

Les compteurs à migration sont indisponibles pendant les 5 µs qui suivent le passage d'une particule. La conception de la chaîne d'électronique devait en tenir compte : un dispositif d'anti cumul rejetait les événements arrivant à moins de 5 µs l'un de l'autre. Une seconde contribution au temps mort venait du fait que les codeurs temps - numérique mettent environ 10 µs pour traiter un événement. Les événements arrivant à un moment où les codeurs sont indisponibles étaient rejetés et comptés à part.

Il était possible de mesurer le temps mort de l'ensemble détection + électronique : un générateur, périodique ou aléatoire, envoyait sur les compteurs à migration et sur le dispositif de déclenchement des impulsions simulant des bons événements. Ces événements n'apparaissaient pas dans les spectres, mais étaient envoyés à l'entrée et reconnus à la sortie de la chaîne électronique grâce à un codage d'identification. Le temps mort est égal au rapport du nombre d'impulsions qui n'ont pas réussi à traverser la chaîne sur le nombre d'impulsions total. Dans nos expériences, nous avons toujours diminué l'intensité du faisceau dès que ce temps mort dépassait 20 %.

Pour les bons événements, un système de couplage CAMAC transmettait à l'ordinateur les comptages d'échelle et l'information y_f provenant du compteur à migration placé sur la focale. L'ordinateur était un système d'acquisition rapide

(SAR) conçu et réalisé dans notre service (SAR 79), associé à un calculateur MITRA 125 de Saturne.

Toute la sélection des bons événements étant faite "en ligne" par la chaîne électronique, le SAR ne stockait pas les informations brutes. Son travail se réduisait, pour chaque bouffée de faisceau, à incrémenter un spectre y_f provenant du compteur placé sur la focale, à mettre à jour les comptages d'échelle, et à calculer des rapports d'échelle permettant de connaître le temps mort et l'efficacité de la détection. Toutes ces informations étaient visualisées sur une console graphique et deux écrans, ce qui permettait de contrôler le bon déroulement de l'expérience. Elles étaient stockées sur bande magnétique à la fin de chaque prise de données.

Le monitorage

Son rôle est d'assurer la normalisation des sections efficaces par la mesure, absolue ou relative, du nombre de particules du faisceau incident ayant touché la cible.

Le monitorage standard de SPES 1, conçu essentiellement pour des faisceaux de protons de 1 GeV, aurait été inadapté à nos expériences, pour des raisons de parcours de particules dans la matière. Nous avons dû en fabriquer un autre, spécifique.

1) *Monitorage absolu*

Une cage de Faraday, escamotable, placée à 20 cm derrière la cible, et faite dans un cylindre de fer, mesurait, grâce à un dispositif intégrateur (MIL 80) la charge électrique du faisceau incident. Son calibrage absolu avait été établi grâce à une source de courant étalon. Les dimensions de la cage (Ø 6 cm, l = 12 cm) lui permettaient d'arrêter tout le faisceau sans perdre de particules chargées. Les électrons secondaires arrachés à la cage par le faisceau incident et faussant la mesure de son intensité, étaient repoussés par un anneau de garde porté à - 500 volts.

Nous disposions d'un autre calibrage absolu de l'intensité du faisceau : la mesure de l'activation de pastilles de carbone, irradiées par quelques dizaines de bouffées de faisceau. La pastille, de 8 cm de diamètre, était placée à un mètre environ derrière la cible et interceptait tout le faisceau. La mesure de l'activité β^+ des noyaux de ^{11}C formés lors de l'irradiation et l'utilisation des mesures de section efficace totale de la réaction $^{12}C(\alpha)^{11}C$ (OUE 80) permettaient de remonter au nombre de particules alpha incidentes, avec une précision de 10%. Ce calibrage s'est avéré cohérent à 6% près avec celui

la cage de Faraday, ceci quelle que soit l'énergie de notre faisceau incident.

2) *Monitorage relatif*

Nous avons aussi utilisé un télescope de 3 scintillateurs, visant la cible sous un angle de 50° dans le plan vertical. Le télescope était monté dans l'air et était séparé de la cible par une fenêtre mince en kapton. Le corps du télescope était blindé par un épais tube en plomb, afin d'éliminer la plus grande partie des particules ne provenant pas de la cible. Les signaux provenant des 3 scintillateurs étaient mis en coïncidence rapide et stockés sur une échelle, fournissant une grandeur proportionnelle au nombre de particules du faisceau incident ayant touché la cible. Ce monitorage relatif était le seul utilisable pendant les prises de données, la cage de Faraday créant un bruit de fond trop important pour pouvoir être laissée dans le faisceau en permanence.

La cohérence des informations provenant du télescope et de la cage de Faraday était vérifiée régulièrement, en dehors des périodes de prises de données, à l'aide d'une cible large interceptant tout le faisceau. Elle s'est avérée bonne à 5 % près sur de longues périodes et quelle que soit l'intensité du faisceau incident.

Etalonnage en énergie et recollement des spectres

Avant nos expériences, nous avons mesuré la largeur utile du domaine d'énergie d'excitation exploré par SPES 1. Compte tenu de son pouvoir dispersif et des coupures géométriques, ce domaine est de 30 MeV pour T_α = 480 MeV et de 25 MeV pour T_α = 340 MeV. Pour un angle de diffusion donné, nous avons souvent mesuré des spectres inélastiques en deux ou trois fois, c'est-à-dire, avec deux ou trois champs différents dans le spectromètre. La question se pose alors de savoir comment recoller ces deux ou trois morceaux de spectres inélastiques.

Appelons X l'information fournie par le codeur associé à notre compteur à migration. X dépend linéairement de y_f

$$X = a\, y_f + c \ .$$

On sait d'autre part que p_o, l'impulsion centrale analysée par le spectromètre, est proportionnelle au champ dans l'aimant A_{23}

$$p_o = b\, B \ .$$

Compte tenu de ces deux remarques, on peut réécrire l'équation (31)

$$\boxed{X = \frac{a\, S_{16}\, p}{b\, B} - a\, A_{16} + c} \qquad (32)$$

où p est l'impulsion moyenne des trajectoires se rencontrant en y_f sur la focale.

Nous avons déterminé empiriquement les coefficients de cette relation d'étalonnage en énergie. Pour ce faire, nous disposions : i) d'une "balade de l'élastique sur la focale". Il s'agit de la mesure du canal élastique en fonction du champ B (à angle de diffusion constant) ; ii) d'un étalonnage inélastique provenant de l'observation des pics d'énergie connue du plomb, de l'étain et du nickel (le champ B étant le même pour l'ensemble des points d'une observation).

Nous avons fait plusieurs "balades de l'élastique" (i) et plusieurs observations de pics d'énergie connue (ii) dans différentes zones du trièdre (canal, p, B). La détermination des coefficients de l'équation (32) grâce à la "balade de l'élastique" (i) donne l'étalonnage en énergie de nos spectres. Cet étalonnage reproduit très bien la position des pics d'énergie connue (ii) que nous avons observés, ce qui confirme la cohérence de la méthode.

Résolution en énergie de notre appareillage

Nos expériences de diffusion inélastique demandaient une résolution en énergie meilleure que 500 keV. L'appareillage que nous avons utilisé a été conçu pour respecter cette contrainte.

Dans ce paragraphe, nous calculerons cette résolution, en nous plaçant dans le cas concret le plus défavorable :

- des particules α d'une énergie de 340 MeV,
- une cible de plomb de 20 mg/cm^2
- et le spectromètre ouvert à 0°3 en horizontal.

Les facteurs qui contribuent à la dégradation de la résolution de l'appareillage sont les suivants : (fig. III. 3) :

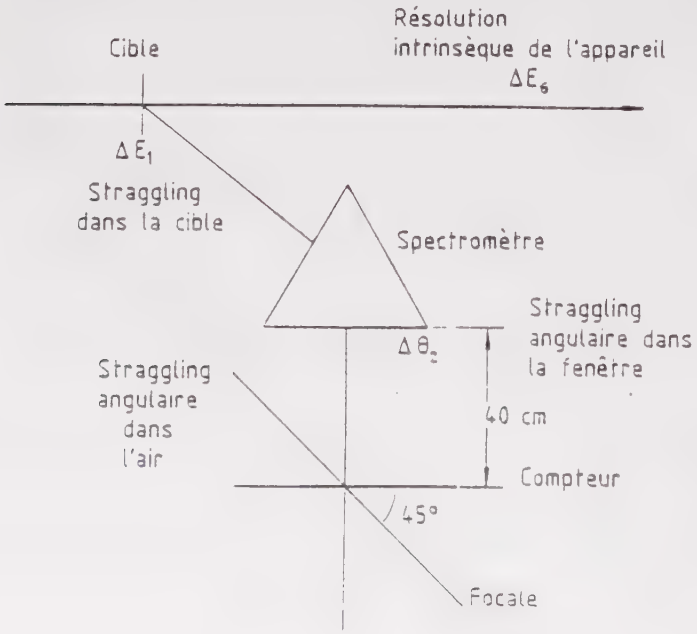


Fig. III.3 : Les facteurs qui contribuent à la résolution en énergie de notre appareillage.

1) L'épaisseur de la cible qui introduit un straggling en énergie ΔE_1

$$\Delta E_1 = 150 \text{ keV.}$$

2) Le straggling angulaire dans la fenêtre mince de sortie du spectromètre (deux feuilles de kapton d'une épaisseur totale de 250 µm).
$\Delta\theta_2$ =4 mrd, soit une résolution sur la focale de Δy = 1,6 mm correspondant à un ΔE_2 de 75 keV.

3) Le straggling angulaire dans l'air qui sépare la fenêtre mince du compteur placé sur la focale

$$\Delta y = 0,6 \text{ mm,}$$

correspondant à un ΔE_3 de 30 keV.

4) La résolution intrinsèque du compteur, qui est de l'ordre du mm. soit

$$\Delta E_4 = 80 \text{ keV.}$$

5) Le fait que le compteur n'est pas parallèle à la focale du spectromètre, mais fait avec elle un angle de 45°. Pour les particules passant au centre du compteur cet effet ne dégrade pas la résolution. Pour les particules passant aux bords, ceci entraîne une incertitude de localisation de 1 m/m compte tenu de l'ouverture angulaire du spectromètre

$$\Delta E_5 = 80 \text{ keV.}$$

6) La résolution intrinsèque du spectromètre qui est égale à ΔE_6 = 30 keV à cette énergie.

. Les contributions 2, 3, 4, 5 s'ajoutent quadratiquement pour donner Δy = 2,5 mm soit

$$\Delta E = 140 \text{ keV.}$$

Compte tenu des contributions 1 et 6 la résolution globale de l'appareillage vaut donc

$$\Delta E \simeq 200 \text{ keV.}$$

Cette valeur est proche de celle que nous avons observée expérimentalement (300 keV environ).

La résolution de l'appareillage est donc largement suffisante pour entreprendre notre étude de diffusion élastique et inélastique.

Précision angulaire de nos mesures

Plusieurs causes d'erreur viennent dégrader la résolution angulaire de nos mesures :

1. L'angle d'arrivée du faisceau sur cible a une certaine dispersion, qui dépend de l'optique de la ligne d'analyse, et de l'émittance du faisceau. Dans le cas particulier de nos expériences, l'angle maximal d'arrivée des particules est de 0°45.

2. La diffusion multiple dans la cible introduit une certaine dispersion angulaire. Dans le cas d'une cible de plomb de 20 mg/cm^2 et d'un faisceau de particules α de 480 MeV, cette dispersion est de l'ordre de 0,1 degré à mi-hauteur.

3. Etant donnée la façon dont nous avons utilisé SPES 1 (c'est-à-dire sans reconstitution de trajectoires), l'angle de diffusion de la particule est égal à l'angle du spectromètre, avec une incertitude égale à son acceptance angulaire. Les distributions angulaires que nous voulions mesurer étant du type diffractionnel, le pas des oscillations est donné approximativement par $p\ R\ \Delta\theta = \pi$, si R est le rayon d'interaction. Cette formule grossière prédit des pas d'oscillation résumés dans le tableau suivant :

	T_α 340 MeV	T_α 480 MeV
Pb	2°8	2°3
Sn	3°4	2°9
Ni	4°3	3°6

Nous avons réglé l'acceptance horizontale du spectromètre en tenant compte de cet impératif :

" Plus le pas des oscillations est serré, meilleure doit être la résolution angulaire et plus le spectromètre doit être fermé". Pour un pas d'oscillation $\Delta\theta$, nous avons adopté une ouverture horizontale de $\frac{\Delta\theta}{6}$. Nos mesures intégraient donc sur un domaine angulaire $\Delta\theta$, déterminé par la somme quadratique des contributions 1, 2 et 3. Les distributions angulaires que nous obtenons expérimentalement sont le résultat de la convolution d'un échelon de $\Delta\theta$ de largeur, avec la distribution angulaire que donnerait une mesure parfaite. L'effet de cette convolution est principalement de combler les minima de la distribution angulaire en laissant la phase et la pente inchangés.

Outre cet effet d'intégration, il nous faut tenir compte d'un éventuel décalage entre l'angle moyen de diffusion mesuré et l'angle réel. En effet :

1. L'angle moyen d'arrivée du faisceau sur cible peut ne pas être nul, ce qui introduit une erreur systématique sur l'angle de diffusion. Nous avons vérifié périodiquement que cet angle moyen était bien nul, en surveillant les profileurs de faisceau de la ligne. La précision de la méthode est de ± 0,05 degrés.

2. Aux angles avant, l'angle moyen de diffusion des particules entrant dans le

spectromètre dépend de son ouverture verticale. En effet, si l'angle de diffusion d'une particule vaut θ en horizontal et ϕ en vertical, il vaut $\sqrt{\theta^2+\phi^2}$ en absolu. Nous avons limité l'ouverture verticale de façon que l'incertitude liée à cet effet soit inférieur à 0,05 degré.

3. Une petite fluctuation du champ dans l'aimant A_{12} peut décentrer le faisceau sur cible, ce qui change son angle moyen d'arrivée. Compte tenu du fait que nous avons utilisé une cible étroite, (5 mm) cet effet introduit une erreur de ± 0,05 degrés.

Ces trois dernières contributions s'ajoutent quadratiquement pour donner une erreur en angle portant sur chacun des points de nos distributions angulaires. Cette dernière vaut environ 0,09 degrés.

En conclusion, nous avons travaillé avec une résolution en énergie, une résolution en angle, et une erreur angulaire respectivement de l'ordre de 300 keV, 0°5 et 0°1.

Chapitre IV

LE TRAITEMENT DES DONNEES.

CE QUE NOUS AVONS MESURE

Nos expériences se sont échelonnées sur deux ans, totalisant un temps de faisceau efficace de 5 semaines. Le temps de mesure a été, à peu près également réparti entre l'étude de la diffusion élastique et celle de la diffusion inélastique.

Des mesures de section efficace de diffusion élastique ont été faites sur trois noyaux ^{208}Pb, ^{116}Sn et ^{58}Ni aux énergies incidentes T_α = 288, 340, 480 et 700 MeV. Ces mesures, étendues jusqu'à grand angle ($\sigma/\sigma_R < 10^{-3}$) nous ont permis d'obtenir des potentiels optiques phénoménologiques dans de très bonnes conditions (ALA 83). Ils nous ont servi pour l'analyse multipolaire (cf p.107).

Nous avons aussi mesuré la section efficace de diffusion inélastique sur les trois mêmes noyaux, aux énergies incidentes T_α = 340 et 480 MeV. Chaque mesure était faite à un angle compris entre 3 et 15 degrés. Pour chaque noyau et chaque énergie incidente, nous avons pris des mesures à une vingtaine d'angles, régulièrement espacés. Par recollement des spectres inélastiques, nous avons exploré un domaine d'énergie d'excitation s'étendant de 6 jusqu'à 60 MeV.

Le tableau ci-dessous donne le détail de nos mesures.

Noyau	Energie incidente	Domaine d'énergie d'excitation	Domaine angulaire	Pas en angle
^{208}Pb	340 MeV	6 - 57 MeV	3°4 10°2	0°4
^{208}Pb	480 MeV	6 - 33 MeV	3°2 9°1	0°3
^{116}Sn	340 MeV	6 - 44 MeV	3°5 12°	0°5
^{116}Sn	480 MeV	7,5 - 57 MeV	3°1 8°4	0°4
^{58}Ni	340 MeV	6 - 44 MeV	3°3 15°3	0°6

La figure IV.1 donne un exemple de spectre inélastique obtenu sur le plomb, pour T_α = 340 MeV, et à un angle de diffusion de 7°3. Ce spectre est fait de trois morceaux qui ont été recollés par la méthode indiquée p. 72 .

Deux résonances géantes bien connues se voient clairement sur ce spectre : les résonances géantes quadrupolaires et monopolaires à E^* = 10,9 MeV et 13,9 MeV respectivement. Elles apparaissent comme des bosses d'environ 2 MeV de large, se chevauchant partiellement et situées au-dessus d'un fond continu important. A plus haute énergie d'excitation, on peut deviner des structures très larges et très plates superposées au fond ; ces structures n'apparaissent pas clairement au vu d'un seul spectre inélastique. Il faut avoir soigneusement examiné plusieurs spectres à différents angles pour se convaincre de leur réalité. Les figures IV.2, 3, 4 et 5 montrent d'autres exemples de spectres inélastiques obtenus pour des noyaux et des énergies incidentes différentes.

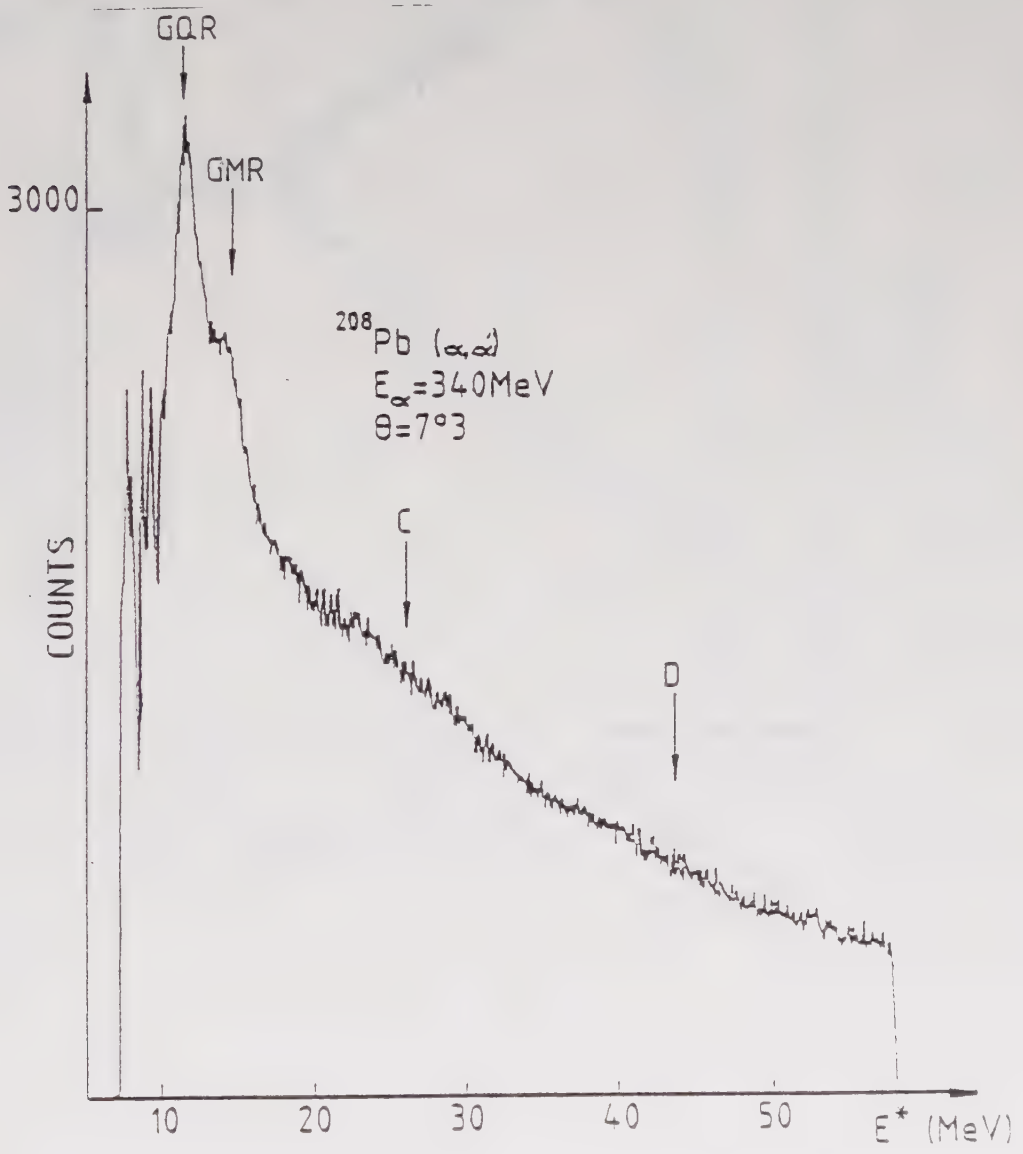


Fig. IV.1 : *Un exemple de spectre inélastique obtenu pendant nos expériences. Les résonances géantes quadrupolaire et monopolaire sont indiquées par des flèches. Noter les structures très larges en C et D.*

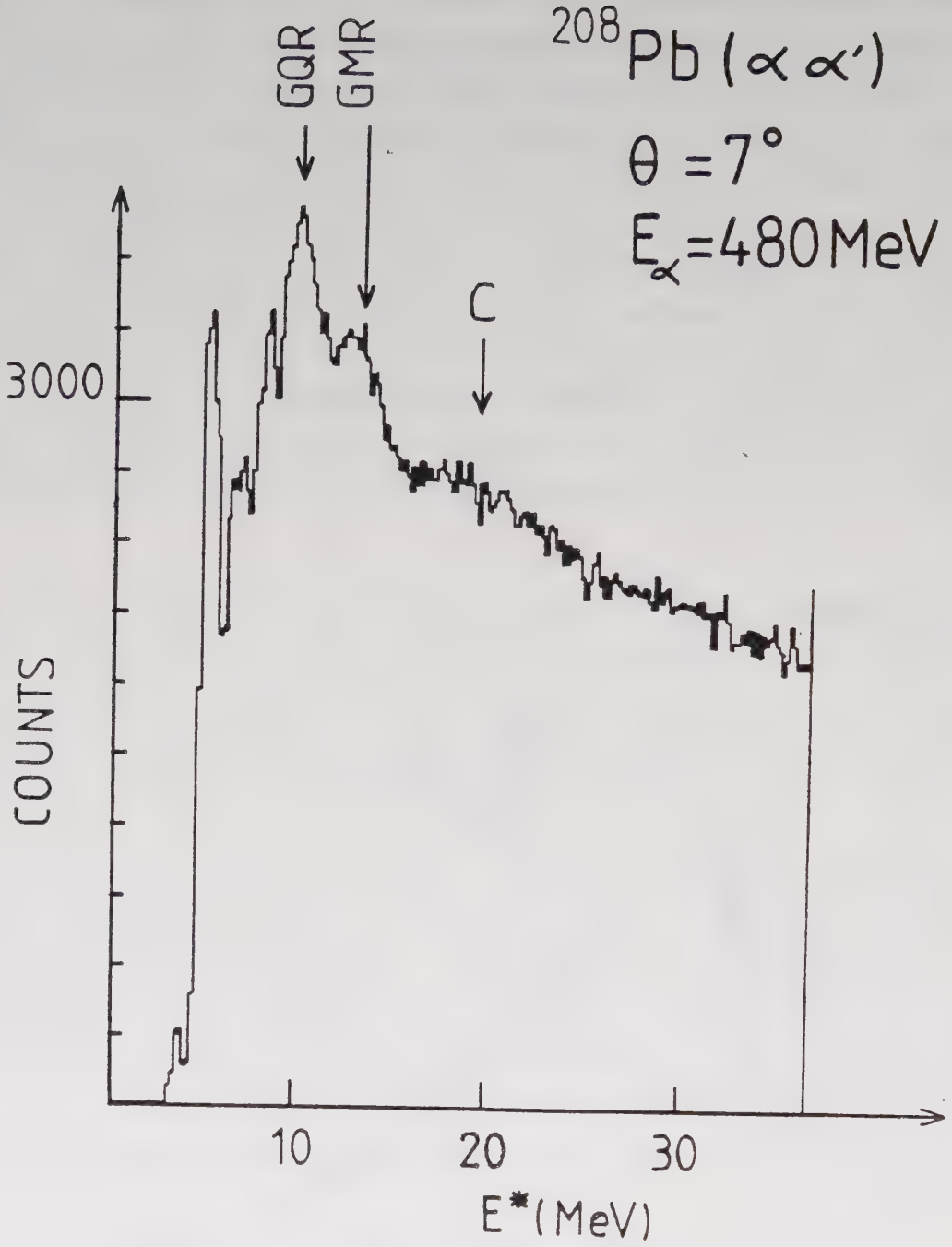


Fig. IV.2 : *Spectre de ^{208}Pb à E_α = 480 MeV.*

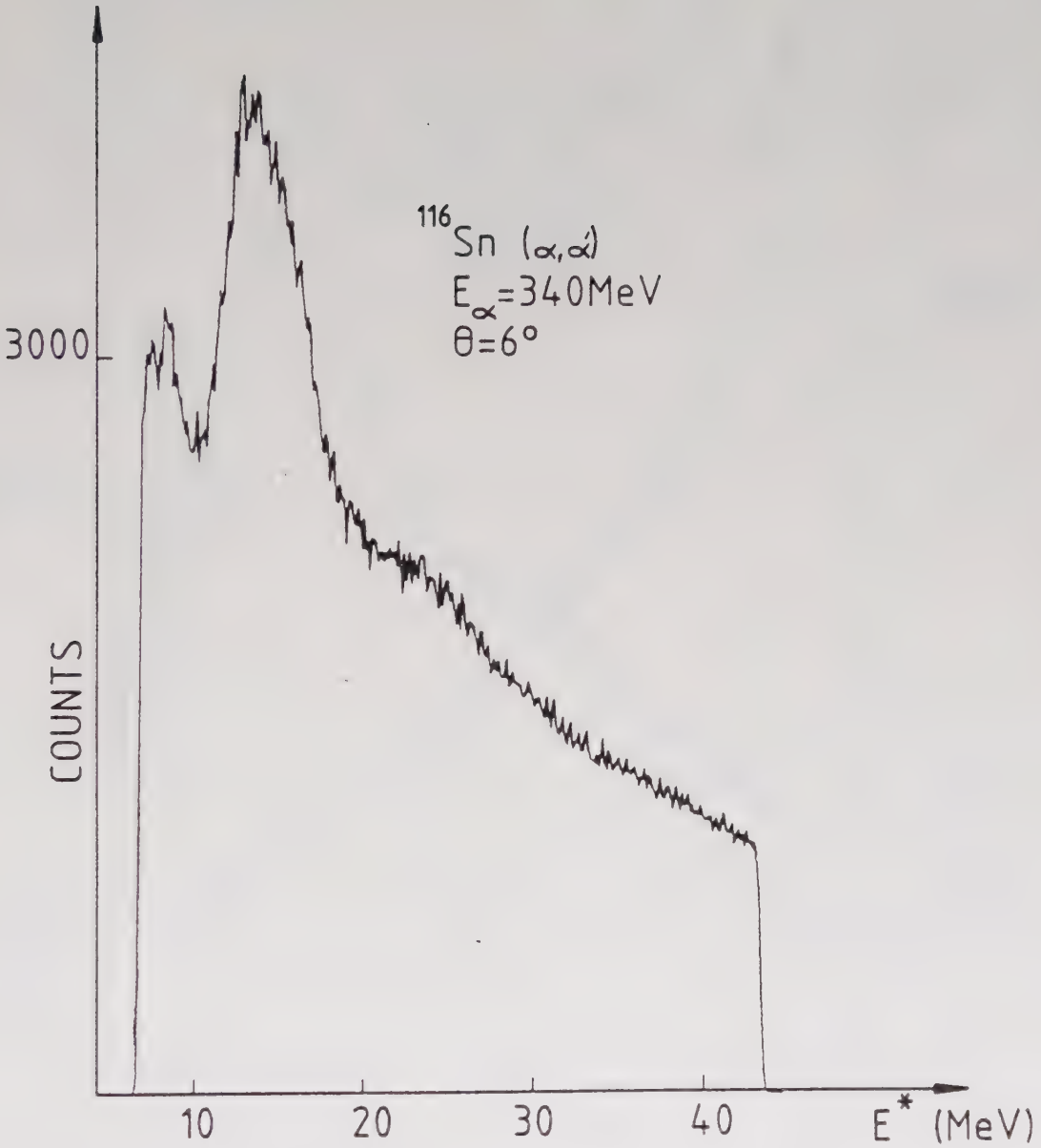


Fig. IV.3 : Spectre de ^{116}Sn à E_α = 340 MeV.

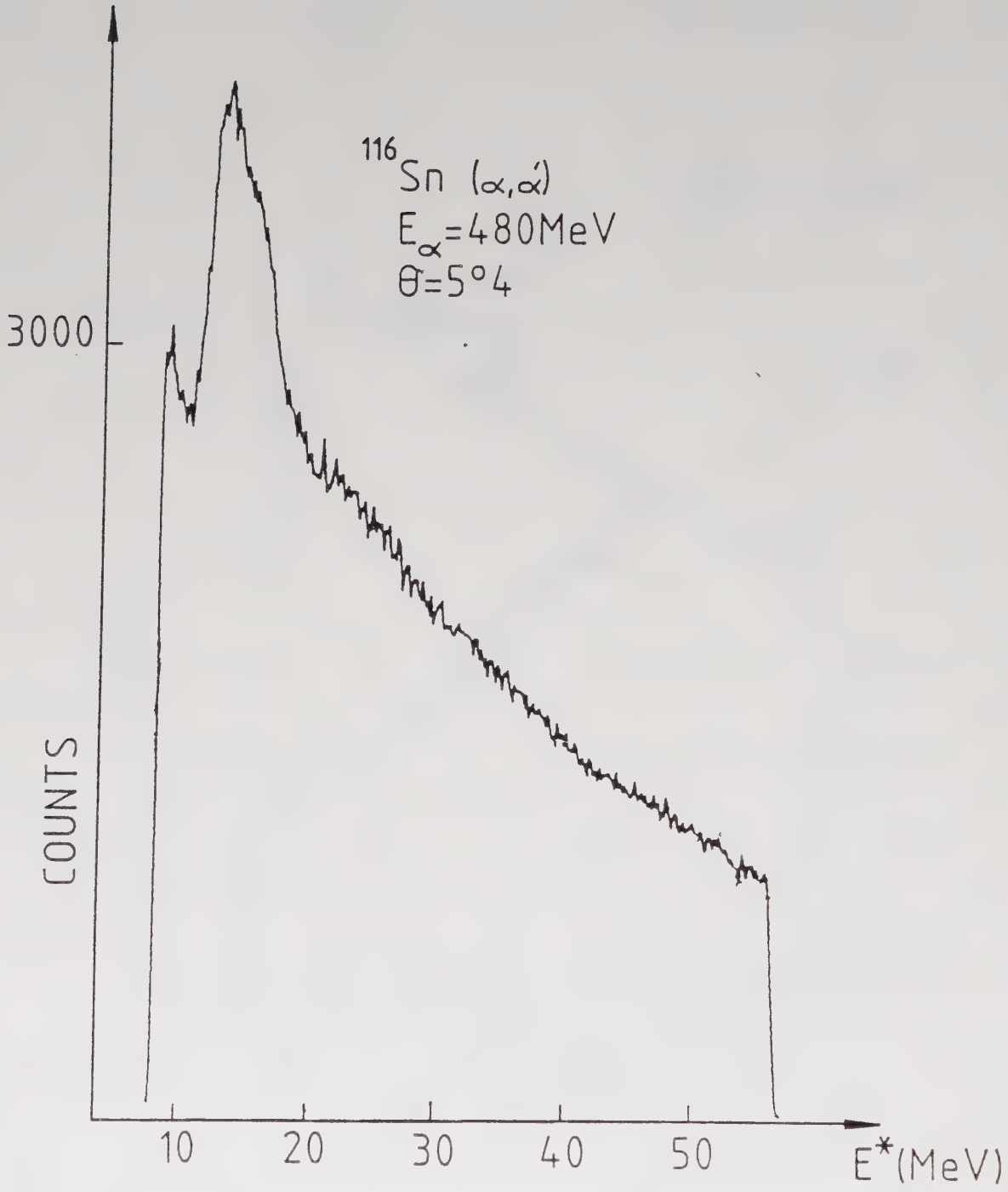


Fig. IV.4 : Spectre de ^{116}Sn à E_α = 480 MeV.

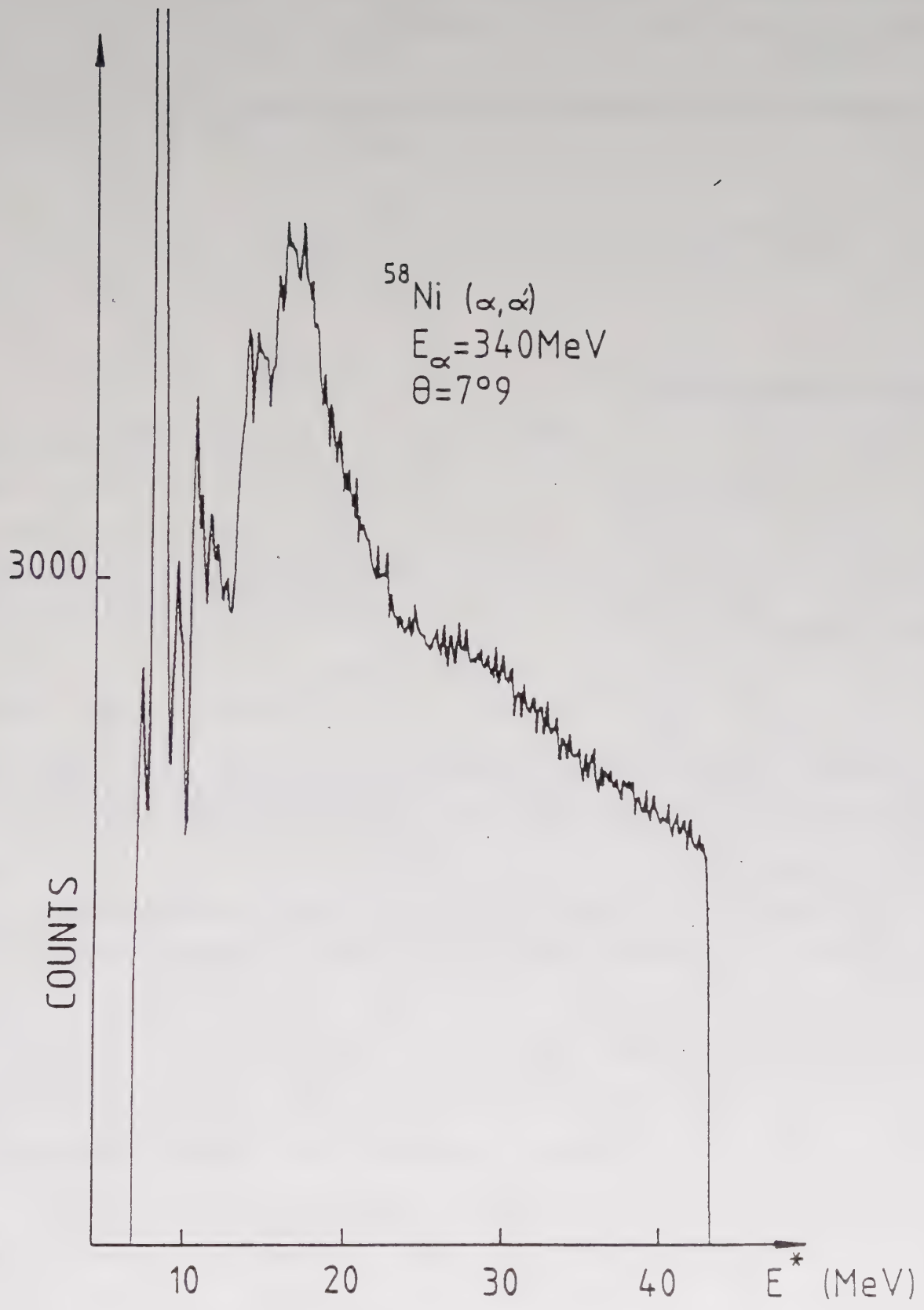


Fig. IV.5 : *Spectre de ^{58}Ni à E_α = 340 MeV.*

PRESENTATION DES DONNEES ET SOUSTRACTION DU FOND

Origine physique du fond

Nous venons de voir que les résonances géantes apparaissent sous forme de bosses superposées à un important fond continu. Ceci est une caractéristique commune à toutes les expériences de diffusion inélastique au-dessus du seuil d'émission de particules, et la première étape dans l'analyse des résonances géantes consiste en la soustraction de ce fond. Nous voudrions d'abord discuter ici son origine physique.

Plusieurs processus physiques contribuent au fond et principalement des processus d'excitation du noyau cible dans le continuum par des réactions directes. Citons :

1) la diffusion quasi élastique du projectile sur un des nucléons de la cible,
2) l'excitation de nombreux niveaux peu collectifs et de grande multipolarité de la cible,
3) l'excitation multiphonon de la cible
4) le processus de "knock out quasi libre", dans lequel une particule alpha du faisceau arrache au noyau cible une autre particule alpha, détectée au même titre que l'alpha incident. Ce mécanisme peut devenir important à haute énergie d'excitation.
5) dans certains cas, des réactions de pick up suivies de désintégration peuvent contribuer au fond. Ce sera par exemple

$$\alpha + A_{cible} \rightarrow {}^{5}He + {}^{A-1}X$$

$$\downarrow$$

$$\alpha \text{ détecté} + n.$$

La cinématique à 3 corps impliquée dans ce processus crée sur les spectres inélastiques expérimentaux des pics qui peuvent masquer la structure des résonances géantes. Dans le cas de nos expériences, nous n'aurons pas à nous occuper de cette dernière contribution au fond : aux énergies incidentes utilisées, les perturbations apportées par ce genre de réaction sont rejetées loin en énergie d'excitation (voir le tableau).

$E_{incident}$	Limite inférieure de la zone d'excitation contaminée par les réactions de pick up
480 MeV	90 MeV
340 MeV	60 MeV

A cause de la diversité des processus mis en jeu la forme du fond s'avère difficile à calculer théoriquement. Gadioli (GAD 81) le calcule comme s'il était dû uniquement à des processus de diffusion quasi libre du projectile sur un nucléon de la cible. Il prédit une forme qualitativement raisonnable pour le fond, mais avec des sections efficaces deux ou trois fois trop faibles. Lewis (LEW 74) calcule le fond comme étant dû à des excitations directes de hautes multipolarités. Il paramétrise la loi de répartition de la force et suppose que celle-ci épuise la règle de somme pour chaque multipolarité. Il réussit à reproduire grossièrement la forme du fond à basse énergie d'excitation. A haute énergie d'excitation, il ne rend pas compte de toute la section efficace obserservée. Bertsch et Tsai (BER 75), de même que Tamura et al.(TAM 78,80,82) ont montré qu'à haute énergie d'excitation, les processus d'excitation à plusieurs étapes contribuent au fond de manière non négligeable. Pour en tenir compte, la théorie des processus statistiques à plusieurs étapes de Feschbach et al. (FES 80) a été récemment appliquée au problème du fond par Avaldi et al. (AVA 80), mais il est encore trop tôt pour juger du succès de cette approche.

Toutes ces tentatives montrent la difficulté qu'il y a à calculer théoriquement la forme du fond. Cependant, malgré leurs résultats divergents, elles s'accordent sur un point : tous les processus contribuant au fond ont une dépendance en énergie d'excitation peu marquée. De même, le fond correspondant à l'excitation d'un grand nombre de hautes multipolarités, on s'attend à ce que sa dépendance angulaire soit très douce.

La procédure usuelle de soustraction du fond

Pour caractériser une résonance géante, la procédure généralement adoptée est la suivante :

1) Prendre quelques spectres d'excitation à différents angles, dans un domaine d'énergie englobant celui de la résonance à étudier, et si possible dans un domaine angulaire où la multipolarité de la résonance aura une distribution angulaire caractéristique.

2) Tracer un fond "à l'oeil" sous chacun des spectres d'excitation. Tant que la résonance est étroite et bien isolée, ce tracé peut être une droite. Dans le cas contraire, on a généralement recours à une forme polynomiale.

3) Vérifier que la distribution angulaire du fond ainsi obtenue sous la résonance n'est pas structurée. Si cette condition n'est pas remplie de façon satisfaisante, on retrace le fond, toujours à l'oeil, jusqu'à ce qu'elle le soit.

4) Ajuster des gaussiennes sur la force multipolaire restant au-dessus du fond ainsi traçé. On impose la condition que leurs largeurs et leur centre ne varient pas d'un angle à l'autre. On met autant de gaussiennes que de résonances supposées présentes.

5) Tracer la distribution angulaire de ces gaussiennes. L'auteur du travail est satisfait quand la distribution angulaire de chacune d'elles s'identifie à la distribution angulaire théorique d'une multipolarité pure. Dans le cas contraire, il recommence ...

Cette procédure en 5 étapes appelle quelques critiques.*

Tant que la résonance étudiée est étroite et bien isolée, le procédé consistant à tracer à l'oeil un fond rectiligne ou polynomial sous chacun des spectres est valable. C'est le cas, par exemple, pour la résonance géante quadrupolaire isoscalaire. Il l'est moins quand on a affaire à des résonances larges et plates comme on en trouve à haute énergie d'excitation. L'effet de cette ambiguité est particulièrement sensible sur la valeur absolue de la section efficace de la résonance géante. Ceci a des répercussions importantes sur la valeur de la fraction de la règle de somme que l'on extrait de la procédure. La preuve en est la disparité des résultats obtenus sur le même noyau par différents auteurs.

La méthode décrite plus haut nécessite que celui qui trace le fond sache plus ou moins, a priori, où se trouvent les résonances. C'est une situation inconfor-

*F. Serr (SER 82), en prenant des prédictions RPA comme des données expérimentales, et en leur appliquant la procédure décrite ici, a montré que celle-ci n'était pas fiable. En particulier, elle surestime les contributions des états les plus structurés, en escamotant celles des autres multipolarités.

table. Enfin, cette méthode suppose que pour une multipolarité donnée, la répartition de la force se fait suivant une gaussienne. Cette approximation semble peu critiquable pour les basses multipolarités à basse énergie d'excitation, où l'on attend une répartition de la force assez concentrée (cas de la GQR, de la GMR). Elle est cependant dangereuse dans le cas des noyaux légers où la force est fragmentée et dans le cas des multipolarités élevées, où la force est prévue très diluée et étalée.

C'est pour échapper à toutes ces critiques que nous avons employé une méthode différente pour analyser nos résultats.

Construction des spectres bidimensionnels

Nos expériences de Saclay nous ont donné pour chaque noyau et chaque énergie incidente, une vingtaine de spectres inélastiques pris à différents angles régulièrement espacés entre 3 et 11 degrés environ.

Nous avons groupé, pour chaque noyau et chaque énergie incidente, tous ces spectres en une matrice dont les deux coordonnées horizontales sont l'angle et l'énergie d'excitation, et dont la coordonnée verticale est le logarithme de la section efficace. Nous avons complété cette matrice en intercalant entre chaque spectre expérimental deux spectres interpolés, afin d'obtenir une meilleure présentation en perspective de la matrice, mais cette interpolation n'est pas indispensable et n'intervient pas dans la suite de la procédure. Le résultat est présenté figure IV.6. Cette présentation des données sous forme bidimensionnelle met directement en évidence les oscillations des distributions angulaires associées à la force multipolaire présente dans nos spectres.

Nous allons commenter ce qui peut être vu sur ces matrices, sur l'exemple du plomb, pour T_α = 480 MeV.

1) La région A est la région de la résonance géante quadrupolaire. Celle-ci apparaît sur la matrice comme une chaîne de montagnes dont la crête ondule selon l'axe θ, avec des maxima à 4°, 6°3 et 8°7.

2) La région B est la région de la résonance géante monopolaire. Elle apparaît aussi comme une chaîne de montagnes moins haute que pour la GQR, et dont la crête oscille en phase avec celle-ci.

3) Un simple examen de la matrice montre que la chaîne de montagnes A est en fait composée de plusieurs petites chaînes parallèles, ce qui signifie que la force quadrupolaire présente dans cette région est fragmentée. Ce résultat était déjà connu (cf p. 124).

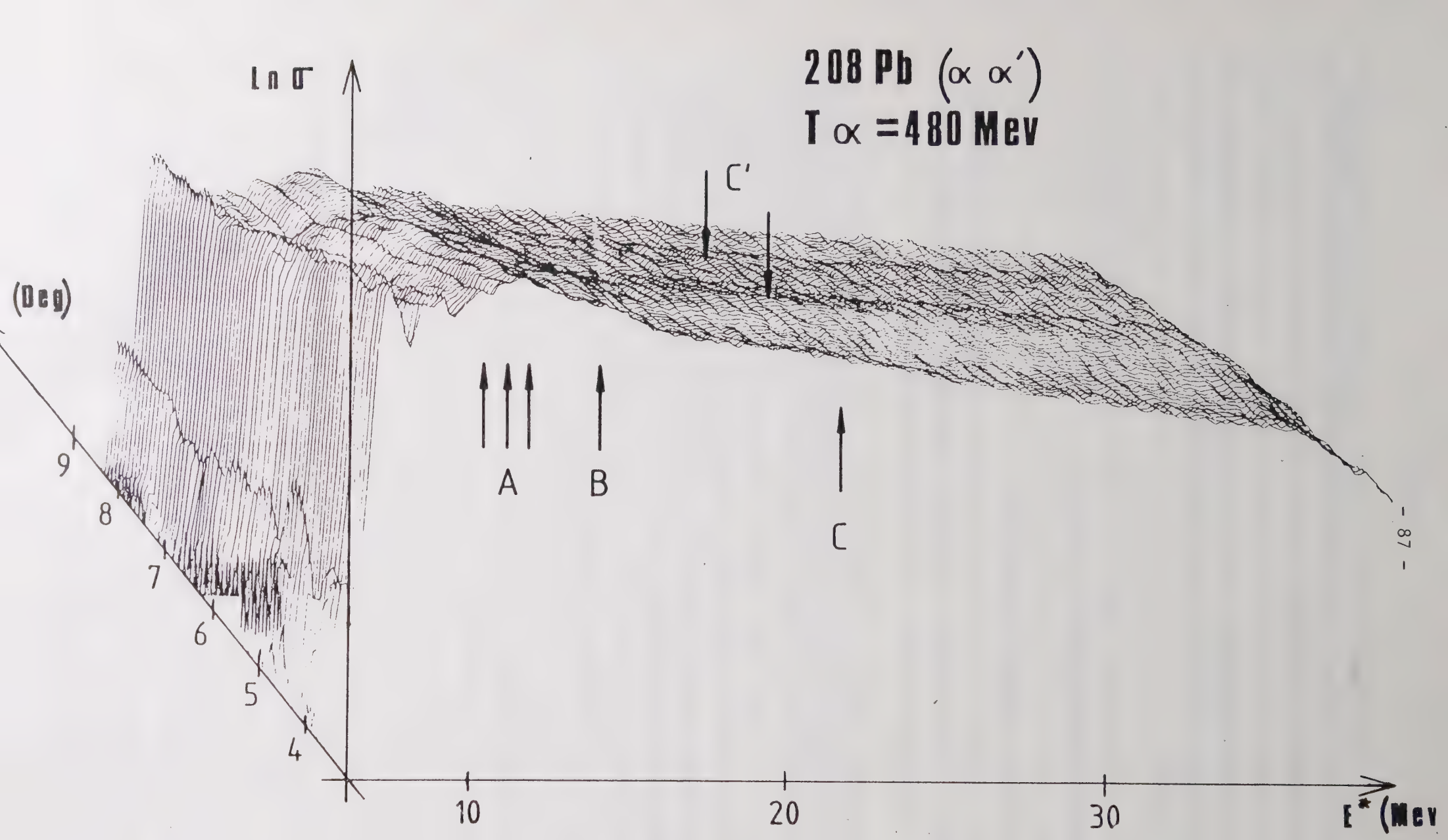


Fig. IV.6 : *Présentation bidimensionnelle de notre jeu de données sur le plomb pour* T_α = *480 MeV.*

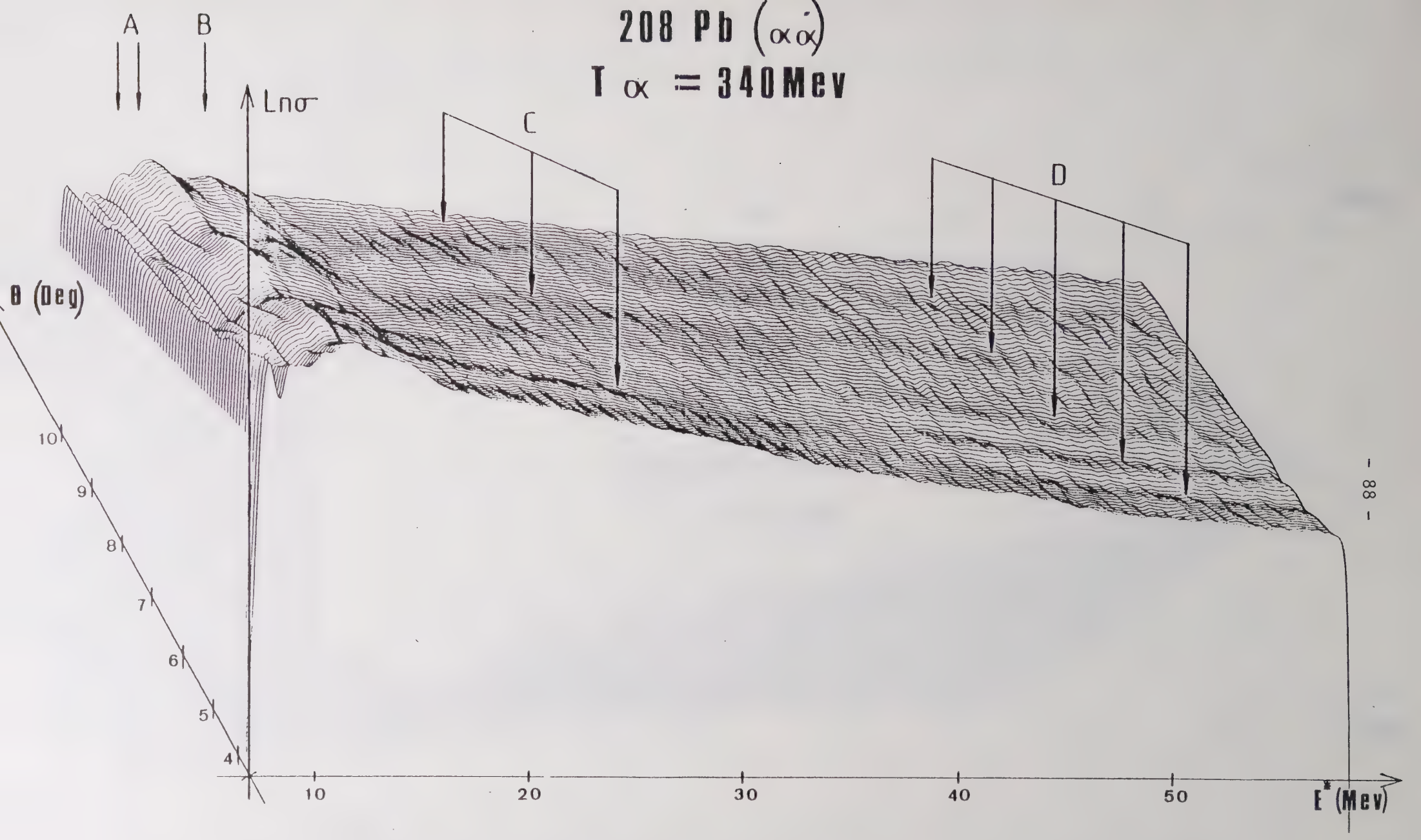


Fig. IV.7 : *Présentation bidimensionnelle de notre jeu de données sur le plomb pour* T_α = *340 MeV.*

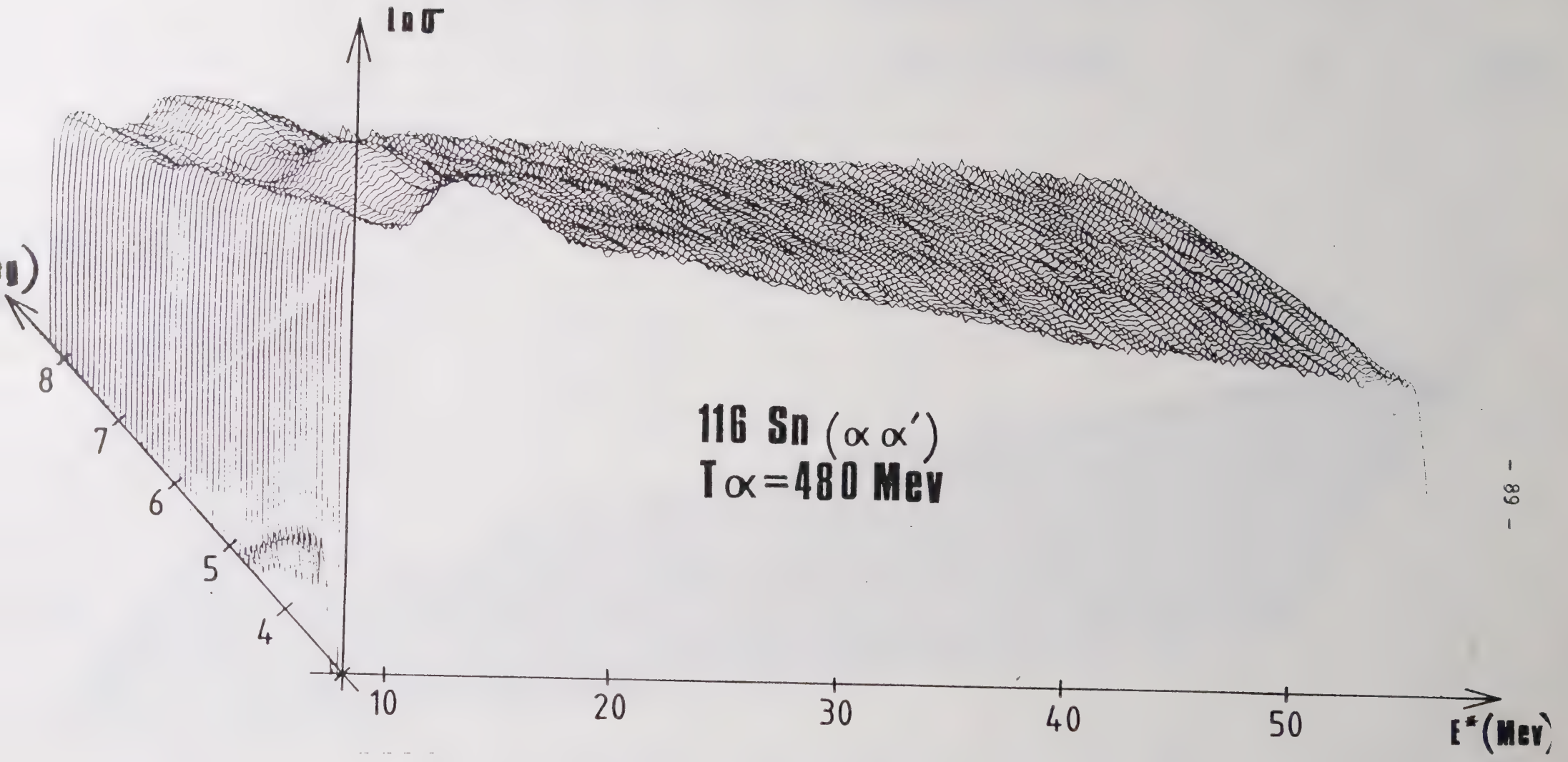


Fig. IV.8 : *Présentation bidimensionnelle de notre jeu de données sur l'étain pour* T_α = *480 MeV.*

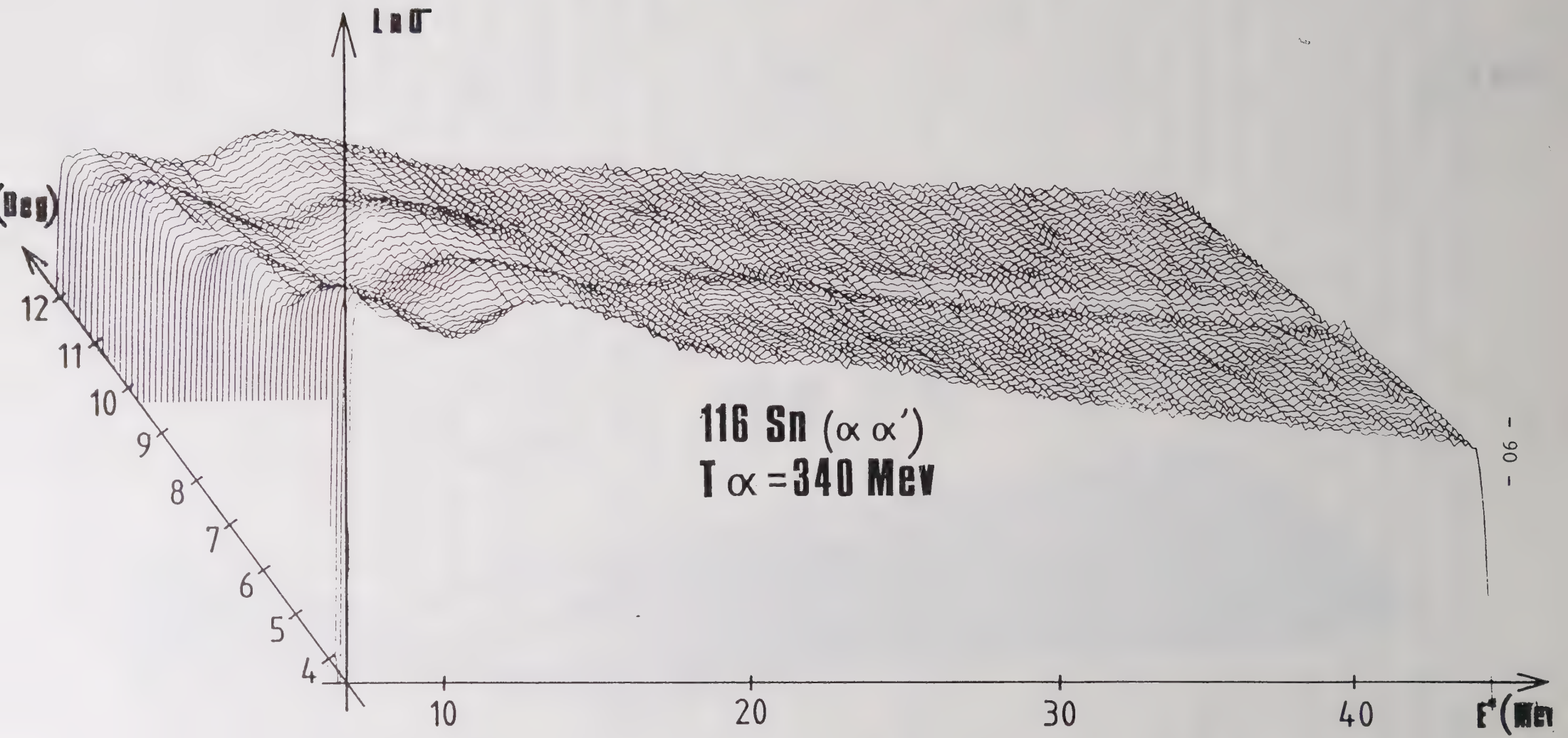


Fig. IV.9 : *Présentation bidimensionnelle de notre jeu de données sur l'étain pour* T_α = 340 MeV.

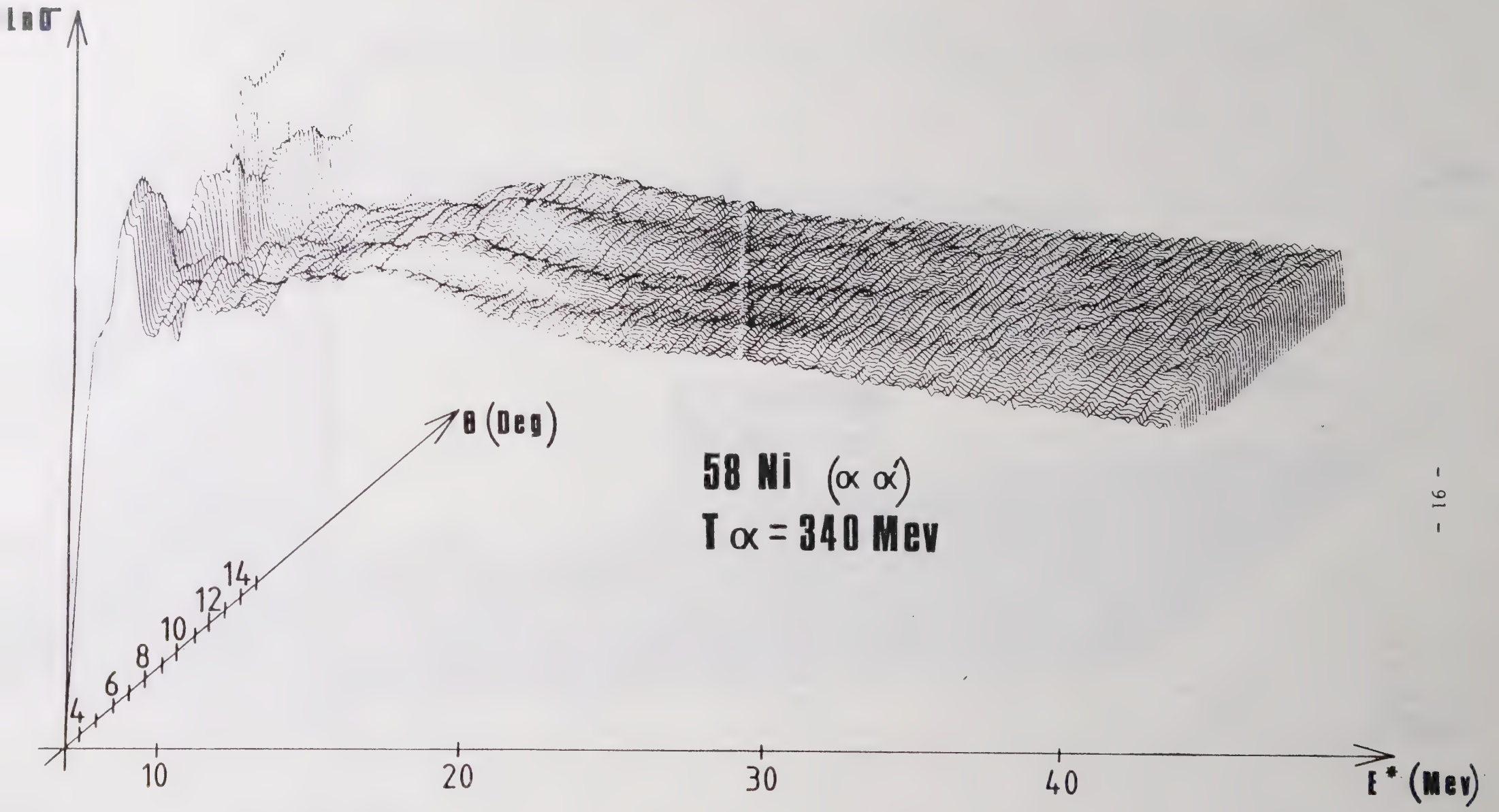


Fig. IV.10 : *Présentation bidimensionnelle de notre jeu de données sur le nickel pour* T_α = *340 MeV.*

4) La région C comprise entre 17 et 25 MeV d'excitation est la région où l'on attend, notamment, la résonance octupolaire à haute énergie (HEOR). Aucune chaîne de montagnes n'apparaît dans cette zone, mais la présence de zones sombres, régulièrement espacées de 2°2, atteste l'existence d'oscillations du relief de la matrice dans la région C. Un examen attentif montre que les oscillations sont à peu près en opposition de phase avec celles des régions A et B.

5) Cependant, les oscillations de la région C sont compliquées, comme le prouvent les traînées sombres parallèles C'. Ces traînées adjacentes ne s'étendent que de 16 à 22 MeV d'excitation. Elle semblent indiquer que la force multipolaire présente dans cette région est faite d'un mélange de multipolarités.

6) La présence de traînées sombres "horizontales" s'étend jusqu'au bord de haute énergie de la matrice, ce qui suggère la présence de force multipolaire jusqu'à 35 MeV d'excitation.

L'ensemble de ces informations, dont certaines sont nouvelles (6)) a été obtenu par le simple examen visuel de la matrice, avant toute soustraction du fond.

Les spectres bidimensionnels que nous avons construits pour d'autres noyaux et d'autres énergies incidentes donnent des informations similaires. En particulier la matrice de plomb pour T_α = 340 MeV confirme les 6 points de la description ci-dessus et suggère la présence de force multipolaire complexe jusqu'à 60 MeV d'excitation (fig. IV.7). Pour les matrices d'étain et de nickel (figs. IV.8, 9, et 10), le schéma est à peu près le même : la résonance géante quadrupolaire apparaît nettement sous la forme d'une chaîne de montagnes, suivie à plus haute énergie par des oscillations de faible amplitude apparaissant comme des traînées sombres sur le relief de la matrice.

Notre procédure de soustraction du fond

Remarques générales sur la forme de nos spectres bidimensionnels

i) A toute tranche en énergie d'excitation correspond une distribution angulaire; dont la forme en coordonnées semi-logarithmiques est une droite, sur laquelle se superposent des oscillations de faible amplitude (fig. IV.11). On associe ces oscillations à la présence de résonances géantes dans la tranche considérée. Ceci suggère (BON 82) de prendre pour la forme du fond $F(E^*,\theta)$ une exponentielle décroissante

$$F(E^*,\theta) \sim e^{-\alpha\theta}$$

où α dépend de E^*.

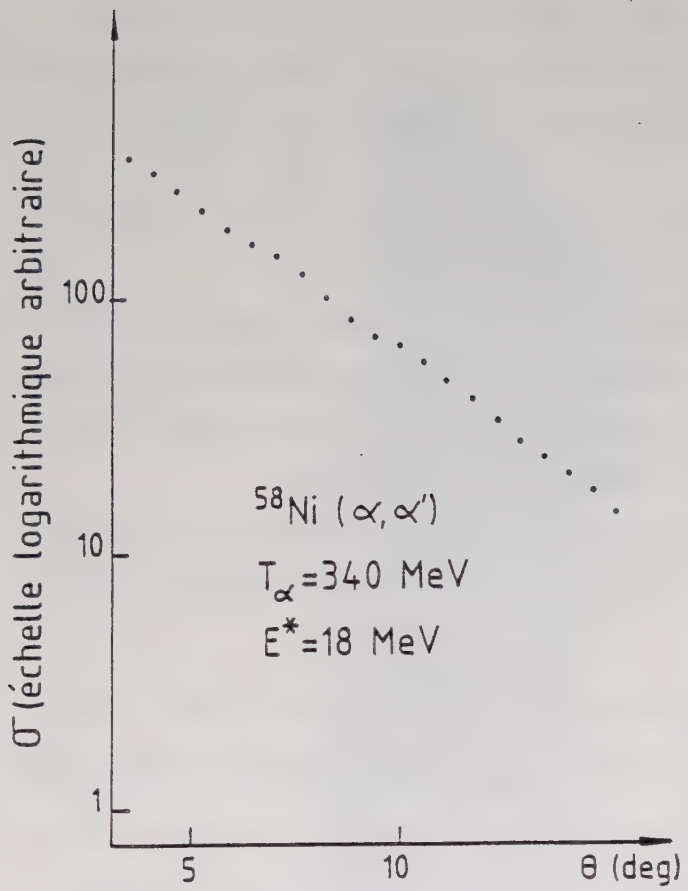


Fig. IV.11 : *La distribution angulaire d'une tranche en énergie de notre matrice du nickel.*

La tranche est centrée autour de 10 MeV d'excitation ; sa largeur est de 900 keV.

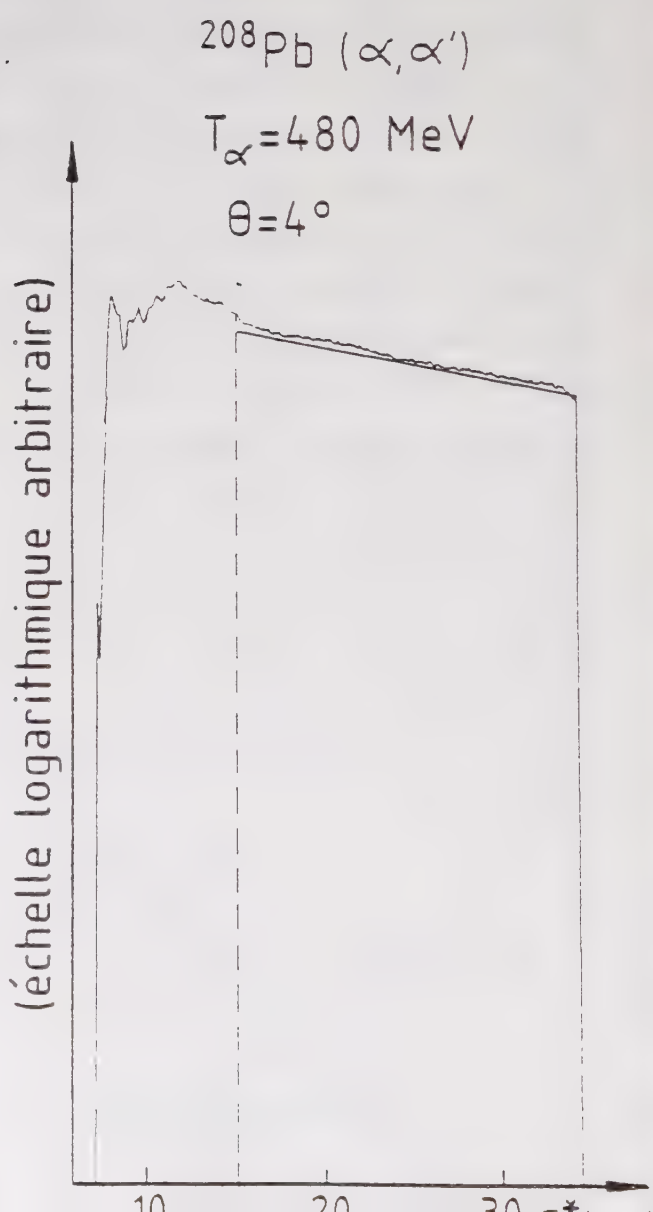


Fig. IV.12 : *A partir de 15 MeV d'excitation, les spectres inélastiques ont une dépendance en énergie exponentiellement décroissante. A cette exponentielle se superposent des bosses de faible amplitude que l'on associe aux résonances géantes.*

ii) Au-delà de E^* = 15 MeV, toute tranche en θ de la matrice a une distribution en énergie qui suit une droite en coordonnées semi logarithmiques. A cette droite se superposent des bosses de faible amplitude, associées aux résonances (fig. IV.12). Ceci suggère de prendre pour la forme du fond $F(E^*,\theta)$ une exponentielle décroissante

$$F(E^*,\theta) \sim e^{-\beta E^*}$$

où β dépend de θ.

Notons que les remarques i) et ii) tirées de l'examen de la matrice s'appliquent également bien pour tous les noyaux et toutes les énergies incidentes. La combinaison des hypothèses i) et ii) conduit à la formule analytique suivante pour $F(E^*,\theta)$

$$F(E^*,\theta) = \exp (a_1\,\theta + a_2\,E^* + a_3\,E^*\,\theta + a_4) \qquad (33)$$

a_1, a_2, a_3 et a_4 sont des constantes à déterminer.

Pour déterminer ces constantes avec le moins d'ambiguïté possible, voici la procédure que nous avons adoptée.

Les spectres A et B

Revenons à la distribution angulaire d'une tranche en énergie d'excitation de notre matrice (fig. IV. 13).

Nous avons fait passer à travers cette distribution angulaire une droite passant au mieux par tous les points de la matrice. Les coefficients A et B de cette droite ont été obtenus par une procédure de moindres carrés. La droite en question s'écrit $\ln F = -A\theta + B$. Nous avons répété l'opération pour chaque tranche en énergie de la matrice. A et B dépendent évidemment de la tranche d'énergie considérée. Nous avons donc obtenu deux spectres $A(E^*)$ et $B(E^*)$ (fig. IV.14).

1) $B(E^*)$ est le spectre des ordonnées à l'origine de nos droites de moindres carrés. On peut voir sur le spectre B l'existence de bosses dues à la présence de force multipolaire. Ces bosses ne sortent ni mieux ni moins bien que sur un spectre expérimental brut pris à un angle donné. La seule différence est que toutes les multipolarités sortent également bien dans le spectre B, ce qui n'est pas le cas dans un spectre expérimental brut.

2) $A(E^*)$ est la pente moyenne de la matrice pour une tranche en énergie centrée autour de E^*. Cette pente a deux contributions, la pente du fond (trait plein sur la figure IV.13, et la pente moyenne de la distribution angulaire associée à la force multipolaire qui lui est superposée. Or, on constate expérimentalement

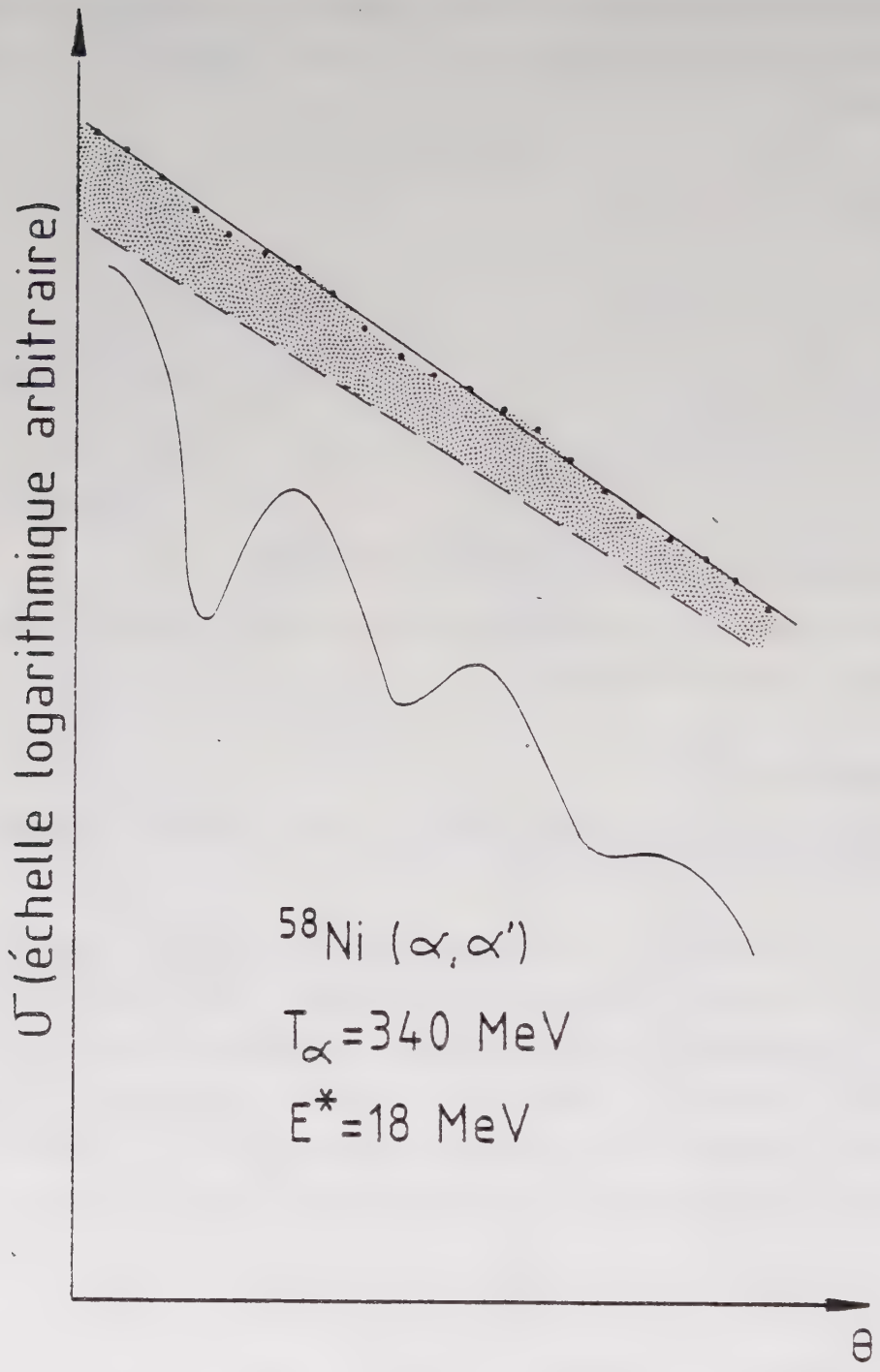


Fig. IV.13 : *Les points représentent la distribution angulaire expérimentale d'une tranche en énergie d'une de nos matrices, fond non soustrait. Le trait plein est la droite de moindres carrés passant à travers la distribution angulaire. La courbe en trait plein est un calcul DWBA pour la force 2^+ seule. La force multipolaire a une distribution angulaire oscillante plus pentue en moyenne que celle du fond (trait tireté). Le fond tracé sur la figure est celui obtenu grâce à la procédure exposée plus loin.*

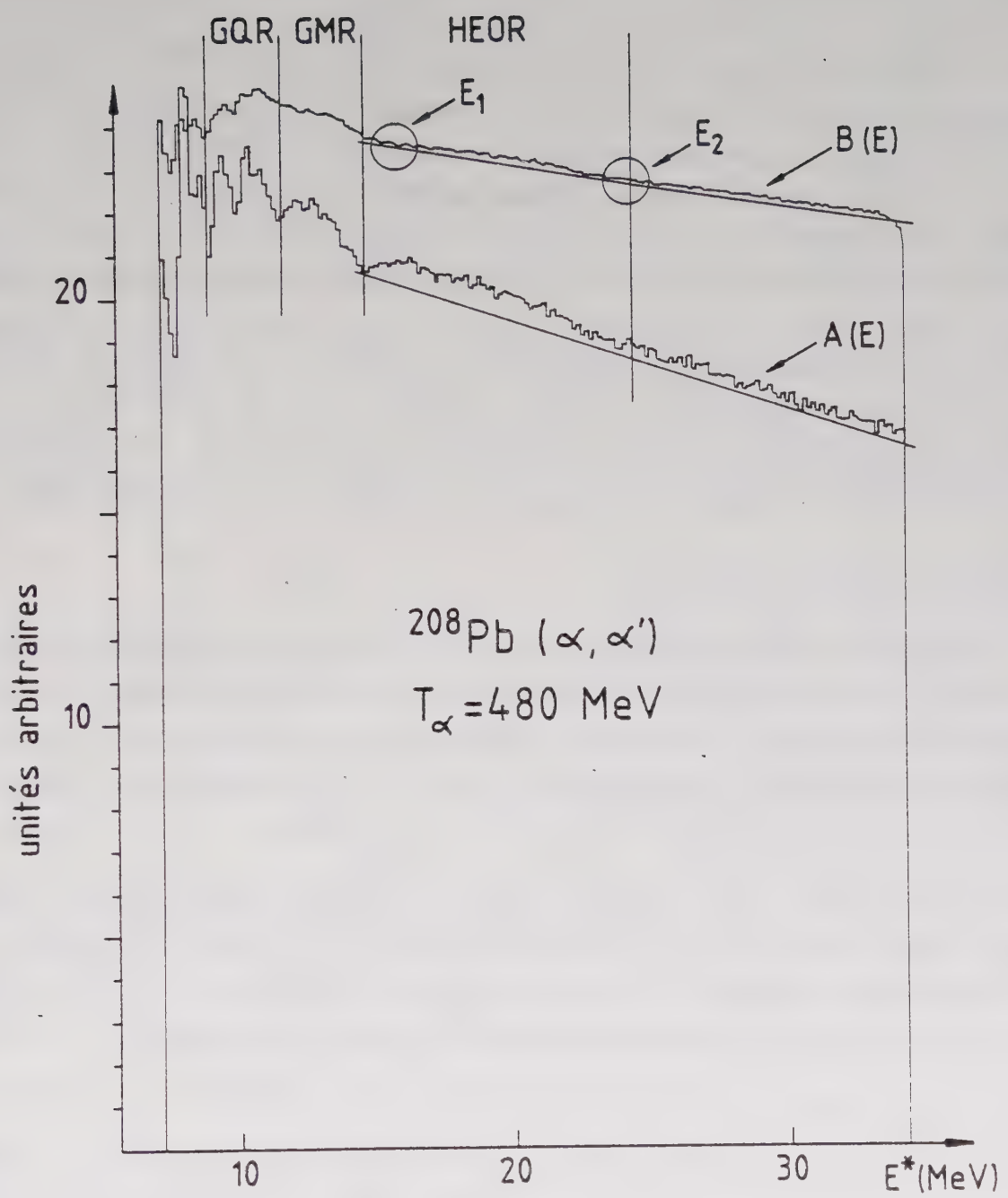


Fig. IV.14 : *Le spectre A(E) est très structuré. Des bosses apparaissent aux endroits où des résonances géantes sont connues. Noter le caractère composite de la GQR du plomb, formé d'un pic principal à 10,9 MeV et d'un pic à 9,5 MeV. Le pic correspondant à la GMR sort bien séparé de la GQR.*

Le spectre B(E) est moins structuré que A(E) ; on voit cependant apparaître des bosses dont la position est en parfaite correspondance avec celles de A(E).

que la pente moyenne de la distribution angulaire associée à la force multipolaire est beaucoup plus forte que la pente du fond. Pour s'en convaincre, il suffit de comparer (fig. IV.13) la distribution angulaire totale (fond + force multipolaire) à la distribution angulaire calculée pour la force multipolaire seule (calcul DWBA ; pour plus de détails, se reporter p.106). Ceci doit se traduire par la présence de bosses dans le spectre $A(E^*)$ aux endroits où de la force multipolaire se trouve concentrée. De fait, le spectre $A(E^*)$ (fig. IV.14) est très structuré. Il présente des bosses marquées aux endroits où des résonances géantes sont attendues. Il faut remarquer la parfaite correspondance de ces bosses entre les spectres A et B. Le spectre A apparaît comme un instrument très sensible pour l'étude des résonances géantes. Il nous semble particulièrement adapté : i) pour la recherche de résonances dans les noyaux légers, où la force multipolaire très fragmentée est difficile à analyser ; ii) pour l'étude de la force multipolaire à haute énergie d'excitation, là où elle ne se montre pratiquement plus dans les spectres individuels, mais apparaît amplifiée dans le spectre A

Paramétrisation du fond

Le spectre A nous donne donc des informations sur la présence de force multipolaire. Mais il ne nous dit rien sur la multipolarité de cette force. Pour aller plus loin dans l'analyse, il faut soustraire le fond, et, pour ce faire, déterminer les quatre coefficients a_1 a_2 a_3 a_4 de la formule (33). Nous allons utiliser A et B en remarquant qu'il existe des régions E_1, E_2, où aucune force multipolaire n'est supposée présente. L'hypothèse selon laquelle il n'y a pas de force multipolaire en E_1, E_2 prête le flanc à la critique. Pour sa confirmation, voir p. 103 . A ces endroits, $A(E_1)$, $A(E_2)$, etc. (fig. IV.14) sont la pente de la distribution angulaire du fond pur, pour les énergies E_1, E_2, etc. On remarque que ces endroits correspondent à des minima de A(E) et B(E).

On peut écrire pour les énergies E_1, E_2

$$\exp(-A(E_i)\theta + B(E_i)) = \exp(a_1\,\theta + a_2\,E_i + a_3\,E_i\,\theta + a_4)\ . \qquad (33)$$

L'identification donne pour les termes dépendant de θ

$$A(E_i) = a_1 + a_3\,E_i$$

ce qui permet de déterminer a_1 et a_3,

et

$$B(E_i) = a_2\,E_i + a_4$$

pour les termes indépendants de θ, ce qui permet de déterminer a_2 et a_4.

La forme du fond pour $E^* > 15$ MeV est donc connue et paramétrisée.

Pour $E^* \lesssim$ 15 MeV, l'hypothèse (ii) "toute tranche en θ de la matrice a une distribution en énergie exponentiellement décroissante" n'est manifestement plus valable, et il faut paramétriser le fond différemment. Sur de simples critères de forme, nous avons utilisé la formule suivante :

$$F(E^*,\theta) = \exp(-(Ca+na\ \ln(E^*-E_o^*) - da(E^*-E_o^*))\theta + (cb+nb\ \ln(E^*-E_o^*) - db(E^*-E_o^*))). \quad (34$$

Une méthode analogue nous a permis de déterminer les six paramètres de cette formule. Le raccordement entre les parties "haute et basse énergie du fond", se fait en prescrivant que les dérivées au raccordement des deux surfaces soient égales. Le fond résultant est montré figure (IV.15), on peut noter sa forme régulière.

Pour $E^* >$ 15 MeV, la forme analytique que nous avons utilisée pour décrire le fond est très simple. Elle s'applique remarquablement bien à tous nos résultats, avec des paramètres a_1 a_2 a_3 a_4 très cohérents entre nos différents jeux de données (tableau IV 1). Y a-t-il une interprétation physique à ce résultat ? Il resterait à voir quel est le domaine de validité de cette paramétrisation, en l'appliquant à d'autres noyaux, d'autres projectiles et d'autres énergies incidentes.

Pour la partie basse énergie du fond, la forme analytique que nous avons adoptée (formule 34) laisse un peu de liberté dans le choix des paramètres Ca, da, na, cb, db, nb. La forme du fond est donc moins bien définie dans cette région qu'à plus haute énergie d'excitation. Nous verrons (p.124) une justification pour la valeur des paramètres que nous avons adoptés.

Quand on trace ce fond sous quelques tranches de la matrice (figs. IV.16 et 17), on peut voir qu'il s'adapte bien à chaque tranche, et qu'il ne choque pas l'oeil. Ce qui est nouveau, c'est qu'il laisse apparaître de la force multipolaire à certains endroits, notamment à haute énergie d'excitation, où le traitement habituel n'aurait rien décelé (fig. IV.17). La présence de force multipolaire à ces endroits est pourtant sans équivoque puisque des oscillations apparaissent sur la matrice aux endroits correspondants, avant toute soustraction du fond.

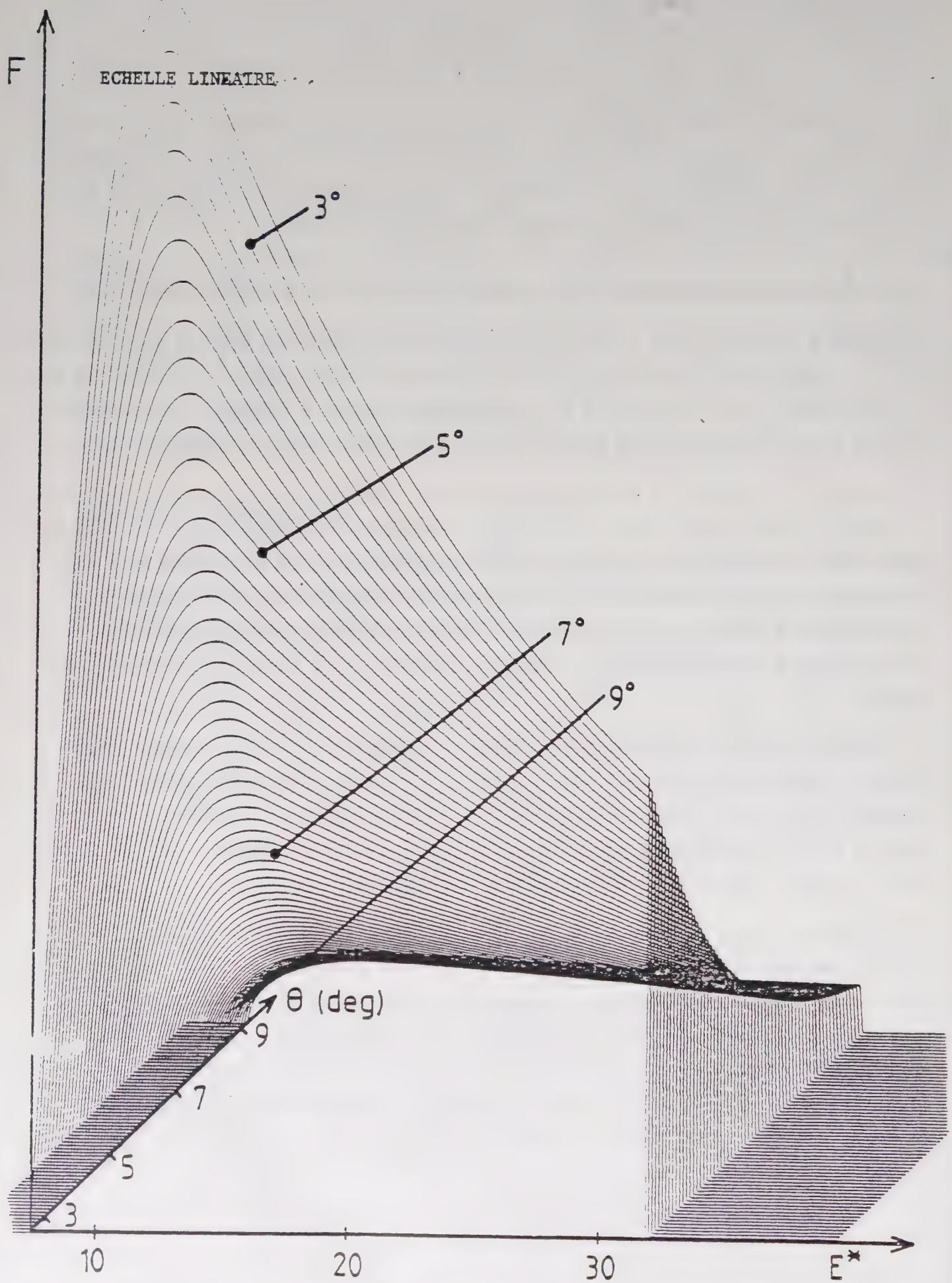
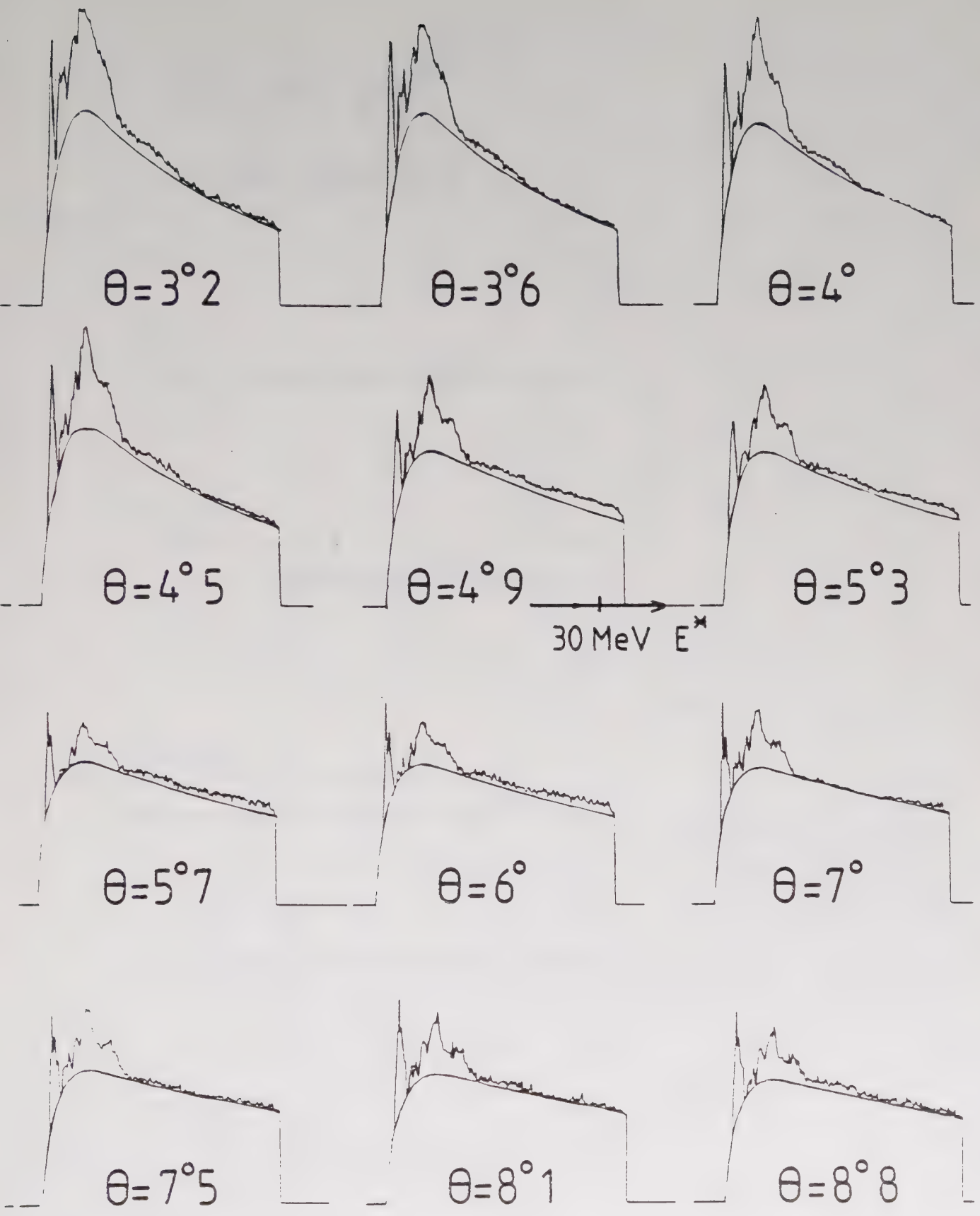


Fig. IV.15 : *Le spectre bidimensionnel du fond sous le jeu des données relatives au ^{209}Pb pour T_α = 430 MeV.*



Quelques spectres et leurs fonds.

Fig. IV.16 : *Quelques spectres et leurs fonds pour le jeu de données sur ^{208}Pb à T_α = 480 MeV.*

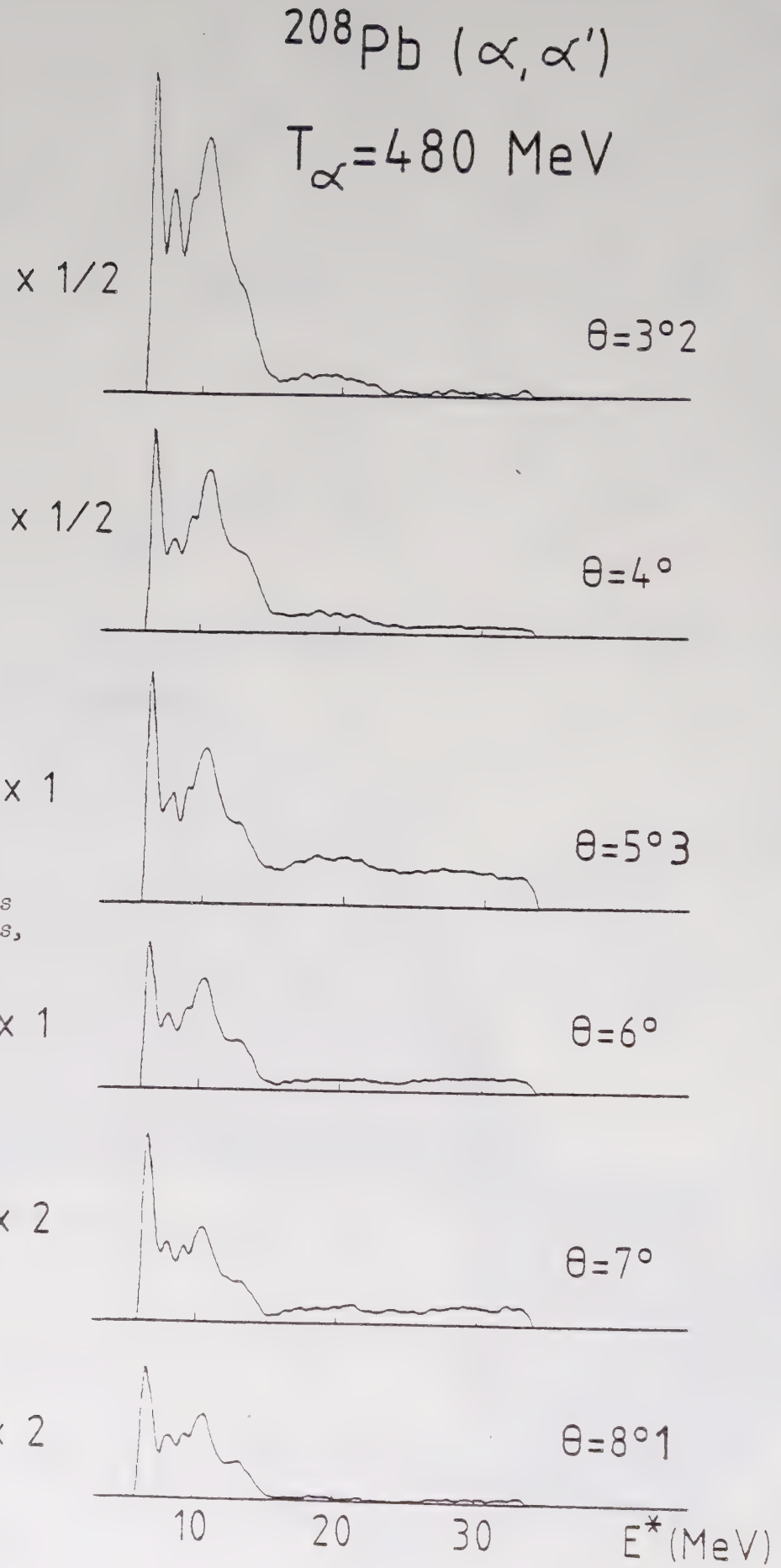


Fig. IV.17 : *Quelques spectres inélastiques, fond soustrait, pour notre jeu de données sur le plomb à* T_α *= 480 MeV.*

Tableau IV . 1

Paramètres du fond

basse E^* :

$$F(E^*,\theta) = \exp\left[-(Ca+na\ \ell n(E^*-E_o^*) - da(E^*-E_o^*))\theta + (Cb+nb\ \ell n(E^*-E_o^*) - db(E^*-E_o^*))\right]$$

Noyau T_α	E_o^*	Ca	na	da	Cb	nb	db
Pb 480	8	$4,29^{-1}$	$7,60^{-2}$	$1,67^{-2}$	6,73	1,214	$2,50^{-1}$
Sn 480	8	$3,13^{-1}$	$11,4^{-2}$	$1,59^{-2}$	4,205	1,275	$1,78^{-1}$
Pb 340	7	$3,33^{-1}$	$4,36^{-2}$	$0,983^{-2}$	5,63	1,318	$2,36^{-1}$
Sn 340	7	$2,10^{-1}$	$8,25^{-2}$	$1,215^{-2}$	3,50	1,731	$2,45^{-1}$
Ni 340	7	$1,98^{-1}$	$8,10^{-2}$	$1,09^{-2}$	2,35	2,258	$2,89^{-1}$

haute E^* :

$$F(E^*,\theta) = \exp\ (a_1\ \theta + a_2\ E^* + a_3\ E^*\ \theta + a_4)$$

Noyau T_α	a_1	a_2	a_3	a_4
Pb 480	-0,544	$-5,75^{-2}$	$4,68^{-3}$	8,383
Sn 480	-0,505	$-5,48^{-2}$	$4,901^{-3}$	6,353
Pb 340	-0,408	$-6,625^{-2}$	$4,21^{-3}$	7,780
Sn 340	-0,330	$-5,35^{-2}$	$3,04^{-3}$	5,96
Ni 340	-0,310	$-4,13^{-2}$	$2,04^{-3}$	5,38

Dans ces formules, $F(E^*, \theta)$ est en mb/MeV.sr
E^* est en MeV et θ en degrés.

Erreurs de la procédure de soustraction du fond

Dans la formule (33) $F(E^*,\theta) = \exp(a_1 E^* + a_2 \theta + a_3 E^* \theta + a_4)$, a_1, a_2 et a_3 ont pu être déterminés presque sans ambiguïté. Un petit écart de ces trois paramètres par rapport aux valeurs que nous avons adoptées fait que le fond est manifestement trop haut ou trop bas à un des quatre coins de la matrice.

Finalement, le seul paramètre sur lequel on conserve la liberté de faire des erreurs, sans obtenir un fond clairement erroné est a_4, paramètre qui détermine son facteur de normalisation.

Nous avons déterminé a_4 en faisant en sorte que le fond touche la matrice en quelques endroits où la force multipolaire est supposée nulle. Il existe un argument pour supporter cette hypothèse a priori arbitraire. Si l'on fait passer le fond beaucoup plus bas que ce que nous avons fait, la pente de la distribution angulaire de ce qui reste au-dessus du fond sera affectée : elle sera plus faible que si l'on avait soustrait le fond haut (figs. IV.18 et 19).

Or, toutes les distributions angulaires théoriques que nous avons calculées ont à peu près la même pente quelle que soit la multipolarité considérée, et cett pente correspond à la pente expérimentale que nous obtenons en prenant le fond te que nous l'avons soustrait. Un fond passant beaucoup plus bas ne serait donc pas réaliste. Ceci est vrai quelle que soit la tranche en énergie que l'on étudie, et constitue un argument en faveur de la façon dont nous avons soustrait le fond.

Ce même argument nous permet d'estimer à ± 0,03 l'incertitude sur le paramètre a_4, c'est-à-dire à ± 3 % l'erreur possible sur la hauteur du fond. Cette estimation de l'erreur reste cependant assez arbitraire... La soustraction du fond est loin d'être la seule source d'erreur de notre analyse. On trouvera l'étude complète de ces sources p. 117.

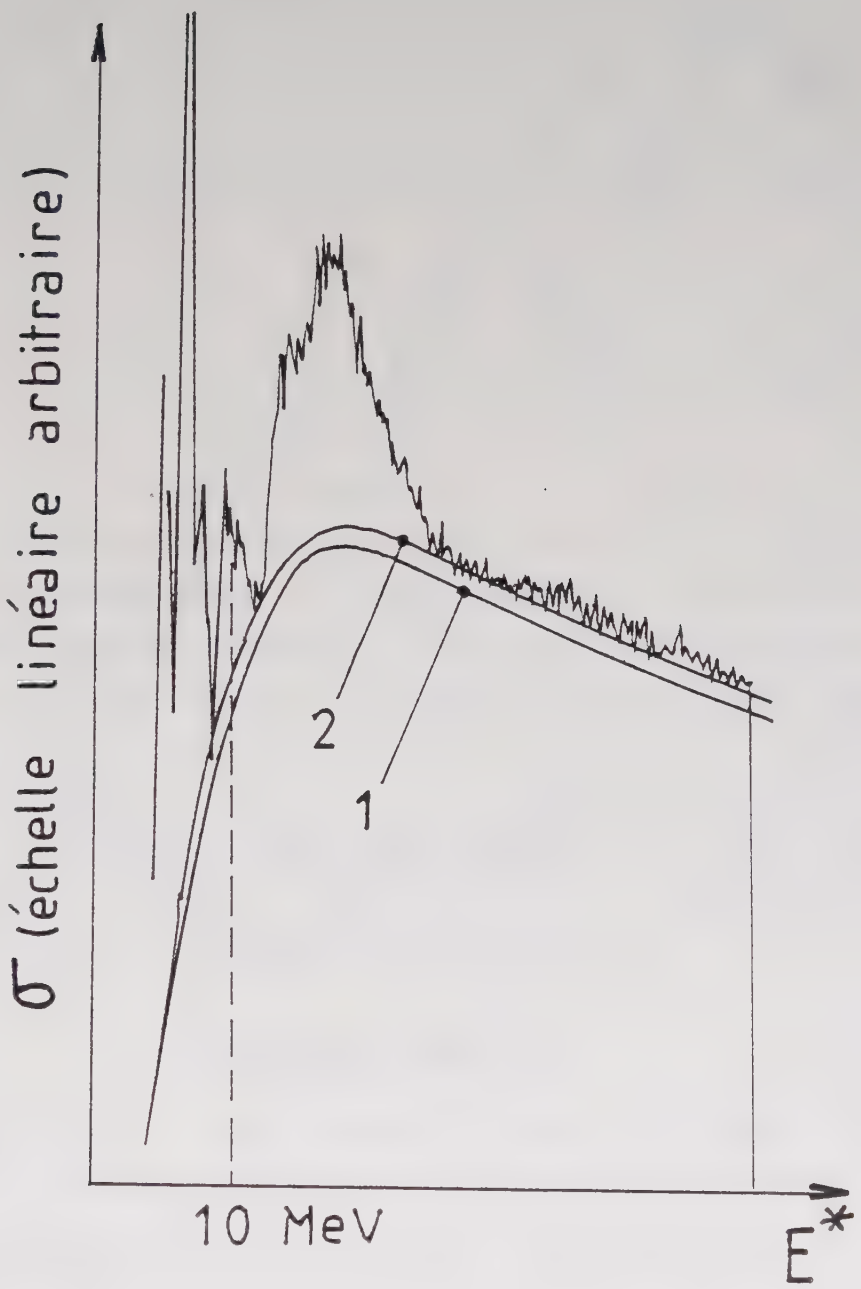


Fig. IV.18 : *Les deux fonds extrêmes qu'il est possible de faire passer sous ce spectre inélastique correspondent à une erreur de ± 3 % sur* a_4.

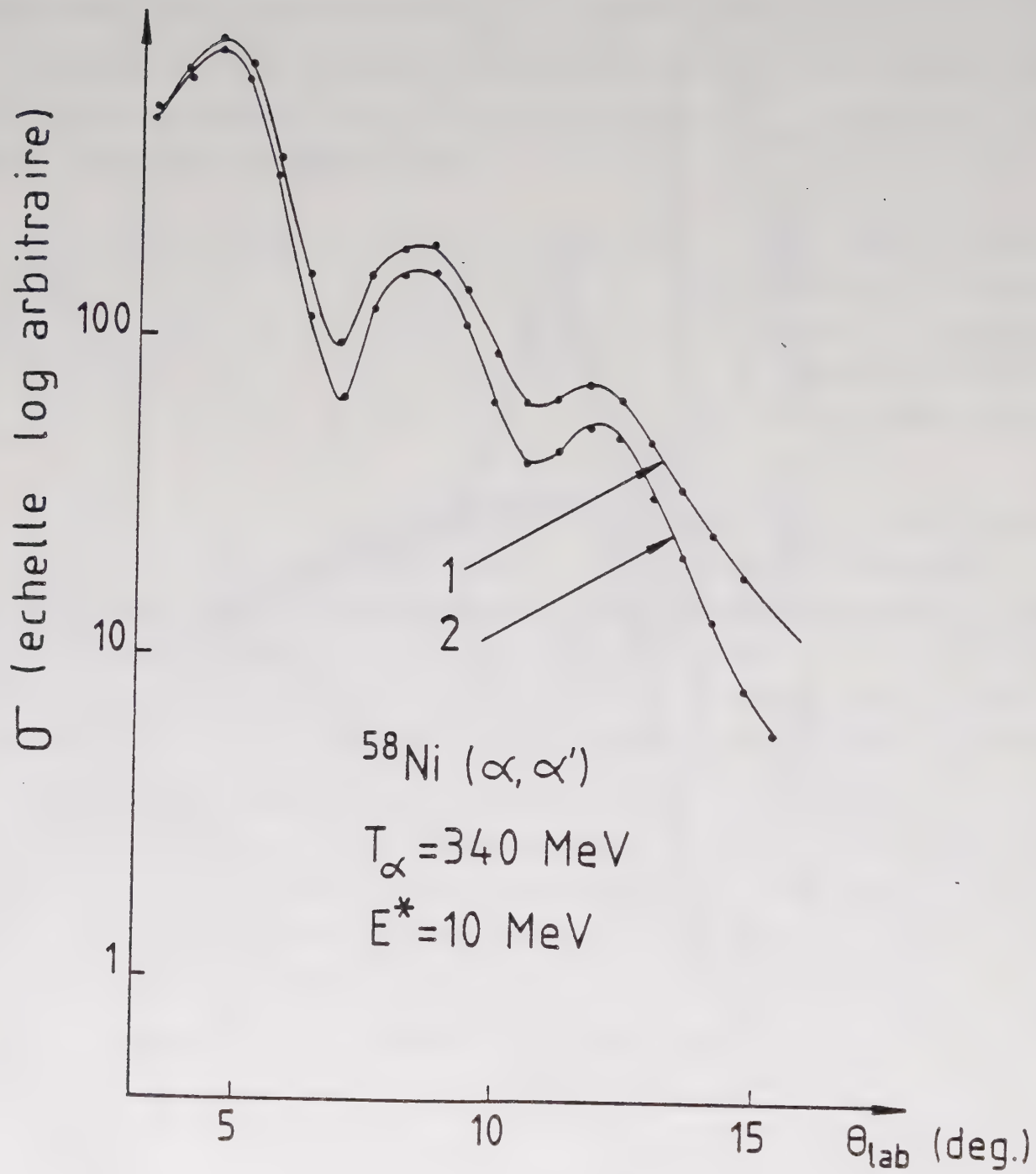


Fig. IV.19 : *La distribution angulaire d'une tranche de notre matrice du nickel, fond soustrait. La tranche est centrée autour de E^*= 10 MeV ; sa largeur est de 300 keV.*
Distribution angulaire 1 : fond bas
Distribution angulaire 2 : fond haut. Les courbes ne sont destinées qu'à guider l'oeil.

Les deux distributions angulaires oscillent en phase. Celle qui correspond au fond haut a des minima plus profonds et une pente moyenne plus forte que l'autre.

L'ANALYSE EN MULTIPOLARITE

Une fois le fond soustrait, il reste à déterminer la composition multipolaire de la force restante. La façon habituelle d'opérer consiste à décomposer cette force selon des gaussiennes. C'est une procédure mal adaptée à l'étude de la force multipolaire diluée que l'on attend à haute énergie d'excitation (voir arguments p. 85). Nous avons préféré découper nos spectres en tranches d'énergie d'excitation de 300 keV de large (à peu près la résolution expérimentale) et analyser séparément la composition multipolaire de chaque tranche. Cette analyse est fondée sur la comparaison entre la distribution angulaire expérimentale $\sigma_{exp}(\theta)$ de la tranche, et les distributions angulaires théoriques $\sigma_L(\theta)$ associées aux multipolarités L.

Les différentes étapes de notre analyse seront les suivantes :

1) vérifier qu'à toute multipolarité L pure correspond une distribution angulaire théorique $\sigma_L(\theta)$, et trouver cette distribution angulaire.

2) Trouver un moyen permettant de déterminer qualitativement quelles sont les multipolarités présentes dans une région d'énergie d'excitation déterminée du spectre. Une telle détermination ne sera possible que si les distributions angulaires théoriques, obtenues dans la première étape, sont suffisamment différentes les unes des autres pour permettre une discrimination sans ambiguïté.

3) Passer au stade quantitatif, et trouver les coefficients α_L donnant le meilleur accord entre σ exp(θ) et $\sum_L \alpha_L \sigma_L(\theta)$. Les coefficients α_L obtenus sont les "concentrations" des multipolarités L dans la tranche en énergie considérée. L'opération répétée pour chaque tranche, doit donner la composition multipolaire de la force en fonction de l'énergie d'excitation.

Etape 1. DWBA appliquée

Nous avons utilisé le code d'équations couplées ECIS (RAY 71) pour calculer la distribution angulaire $\sigma_L(\theta)$ de la force pour une multipolarité L. Ces calculs demandent la connaissance du potentiel optique. Nous avons utilisé les potentiels provenant de l'analyse de la partie "diffusion élastique" de nos expériences (ALA 83). Nous avons contraint le potentiel optique à reproduire les distributions angulaires de l'élastique et des premiers niveaux excités. Il subsiste une certaine ambiguïté sur les potentiels optiques obtenus (cf tableau IV.2). Nous avons vérifié que cette ambiguïté n'avait pratiquement aucune répercussion sur nos calculs de distribution angulaire $\sigma_L(\theta)$: tous les potentiels reproduisant nos données élastiques donnent les mêmes distributions angulaires multipolaires, quelle que soit la multipolarité.

Tableau IV.2

Les potentiels optiques que nous avons utilisés sont paramétrisés sous la forme de Woods-Saxon. (ALA 83)

	Pb 340 MeV	Pb 480 MeV	Sn 340 MeV	Sn 480 MeV	Ni 340 MeV
V(MeV)	67,2	63	67,2	63	67,2
RR(fm)	7,85	7,70	6,59	6,33	5,13
AR(fm)	0,800	0,950	0,800	0,875	0,825
W(MeV	47,16	52	47,16	52	47,16
RI(fm)	7,51	7,25	6,27	6,20	4,91
AI(fm)	0,850	0,975	0,825	0,900	0,850

Les calculs avec ECIS demandent des potentiels de transition. Pour nos calculs, nous avons utilisé les formes suivantes, où $U_o(r)$ est le potentiel optique

$L = 0$ $\qquad U_{fi} = \beta_o (3U_o(r) + r \frac{dU_o}{dr})$ (SAT 73)

$L = 1$ $\qquad U_{fi} = \frac{\beta_1}{R_{opt}\sqrt{3}} Y_1^* (3 r^2 \frac{d}{dr} + 10 r - R_{opt}^2 \frac{d}{dr}) U_o$ (HAR 81)

$+ U_{fi}$ coulombien

$L \geqslant 2$ $\qquad U_{fi} = \beta_L (2L+1)^{-1/2} Y_L^* R_{opt} \frac{dU_o}{dr}$ (SAT 66, AUS 70)

$+ U_{fi}$ coulombien

$L = 1, T = 1$ $\qquad U_{fi} = U_{fi}$ coulombien

avec dans tous les cas

$$U_{fi} \text{ coulombien} = -\beta_L \frac{3 Z_p Z_c}{2L+1} e^2 \frac{R_c^L}{r^{L+1}} Y_L^* \quad (r \geqslant R_c) \qquad \text{(BAS 62)}$$

$$= \beta_L \frac{3 Z_p Z_c}{2L+1} e^2 \frac{r^L}{R_c^{L+1}} Y_L^* \quad (r \leqslant R_c) \ .$$

Le calcul pour la transition vers les états T=1 et L=1 se fait en supposant que seul le potentiel coulombien est déformé. A cause de la longue portée de l'interaction coulombienne, quelques précautions sont nécessaires pour mener à bien correctement le calcul de la section efficace L = 1 T = 1. Il faut en particulier inclure un grand nombre ℓ_{max} d'ondes partielles (300 dans le cas du plomb) ; nous avons vérifié la stabilité du résultat en fonction de ℓ_{max}. Il faut aussi veiller à ce que les intégrales radiales soient calculées jusqu'à une grande distance : dans le cas du code ECIS, ces dernières sont calculées analytiquement.

La forme choisie pour les potentiels de transition isoscalaires est classique et couramment utilisée ;elle est néanmoins assez arbitraire. Heureusement, ceci n'a pas de graves conséquences:les essais que nous avons faits avec d'autres densités de transition et d'autres potentiels de transition ont conduit à des distributions angulaires très voisines .

La figure IV.20 montre l'effet d'un changement radical de densités de transition. Les particules α sont fortement absorbées à la surface du noyau, de sorte que le calcul n'est sensible qu'à la partie extérieure de la densité de transition.

De même la forme de la distribution angulaire calculée par ECIS ne dépend que faiblement de l'énergie d'excitation du niveau étudié (cf fig. IV.21). Ces oscillations sont moins creusées à haute énergie d'excitation, mais leur phase et la pente moyenne de la distribution angulaire restent les mêmes pour toutes les énergies d'excitation.

En première approximation, on associera donc à chaque multipolarité une seule distribution angulaire, indépendamment du choix de la densité de transition ou de l' énergie d'excitation du niveau considéré.

Nous avons fait sept calculs à l'aide d'ECIS, pour sept états différents aux énergies suivantes (en MeV)

	0^+	$1^-_{T=0}$	$1^-_{T=1}$	2^+	3^-	4^+	5^-
Pb	13,4	20	13,6	10,9	21	30	30
Sn	15,5	24,3	16,3	13,1	25,5	36,5	36,5
Ni	17,1	30,6	20,5	16,2	32,1	45,9	45,9

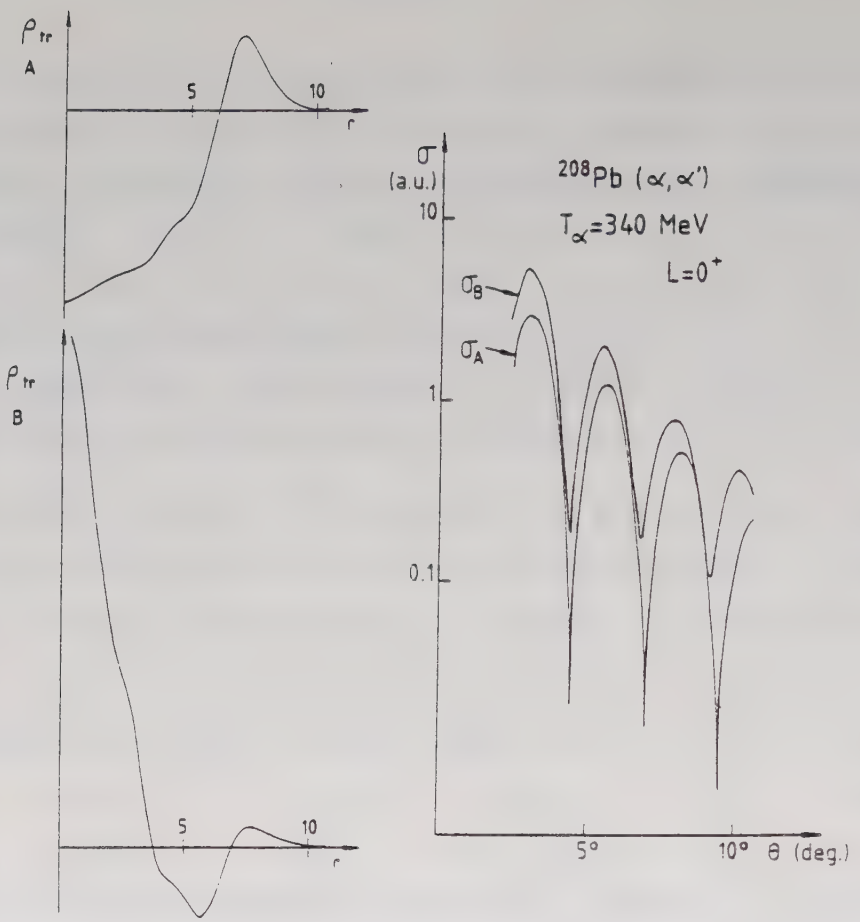


Fig. IV.20 : *Dans le calcul présenté ici à titre d'exemple, nous avons utilisé les densités de transition microscopiques de deux modes monopolaires.* (DEC 82)(*cf. pp. 38 et 39*). *A partir de celles-ci, nous avons calculé les potentiels de transition grâce à la formule (16) p. 46 .*
La forme des distributions angulaires dépend peu du potentiel de transition utilisé.

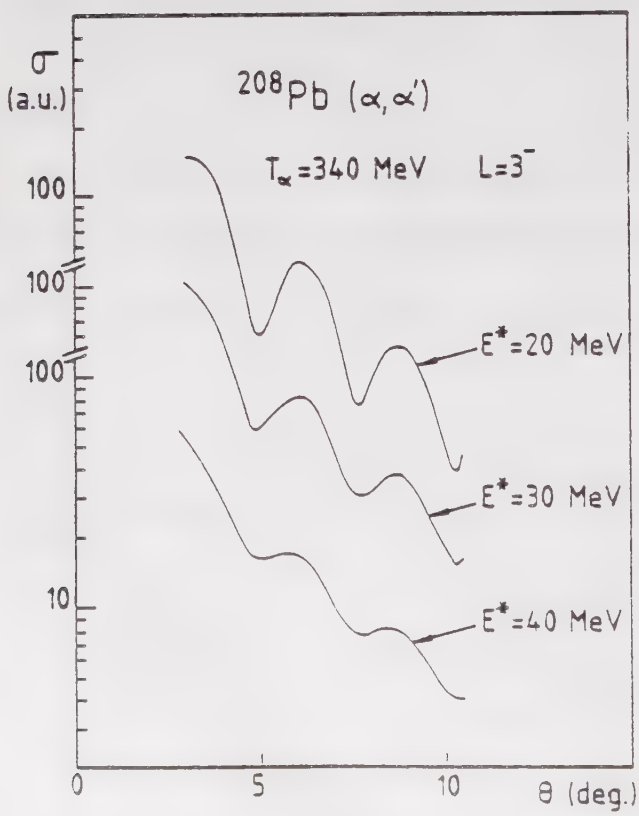


Fig. IV.21 : *Distribution angulaire de la force 3⁻ en fonction de l'énergie d'excitation.*

Nous nous sommes limités aux multipolarités $L \leq 5$, puisqu'il est probable que les multipolarités plus élevées ne sont présentes dans les spectres qu'à l'état de traces. Nous avons inclus l'état dipolaire isovectoriel, de nombreux auteurs ayant récemment montré que les projectiles isoscalaires pouvaient l'exciter, par interaction coulombienne (BUE 81, DJA 80, MOR 81, IZU 81, SAT 72).

Les calculs ont été faits pour des états épuisant 100 % de la règle de somme EWSR, ce qui donne pour les paramètres de déformation :

$$L = 0 \qquad \beta_0^2 \; 100\ \% = \frac{300}{A^{5/3}\, E^*}$$

$$L = 1 \qquad \beta_1^2 \; 100\ \% = \frac{315}{A^{5/3}\, E^*}$$

$$L \geqslant 2 \qquad \beta_L^2 \; 100\ \% = \frac{60\, L(2L+1)}{A^{5/3}\, E^*}$$

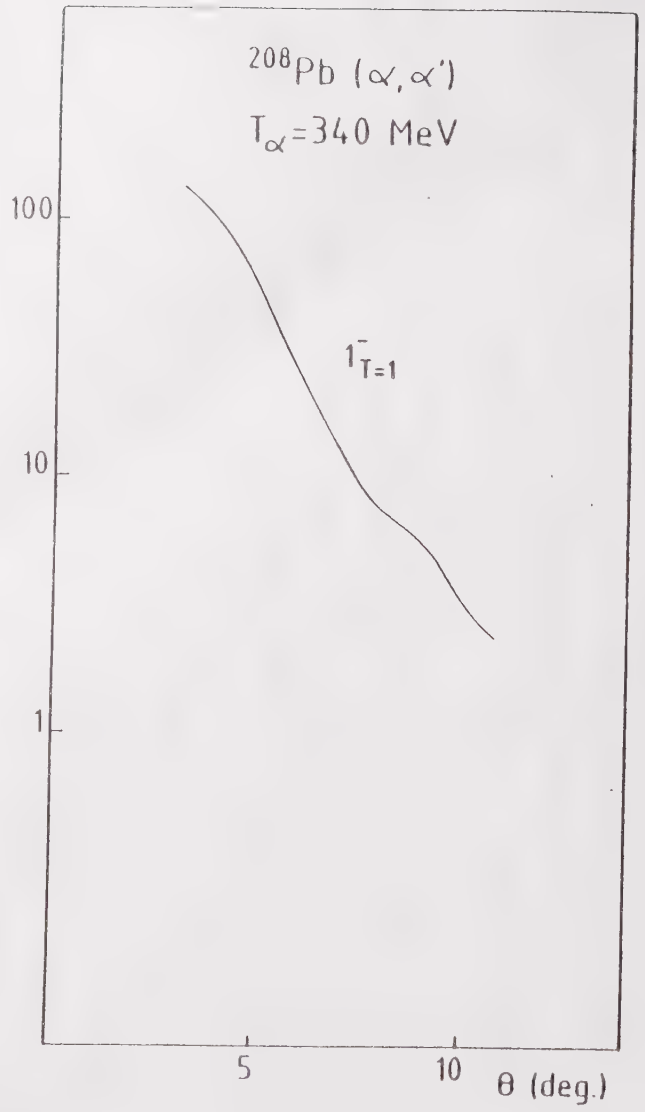
Ces formules sont celles du paragraphe EWSR avec la convention $R = 1{,}2\, A^{1/3}$.

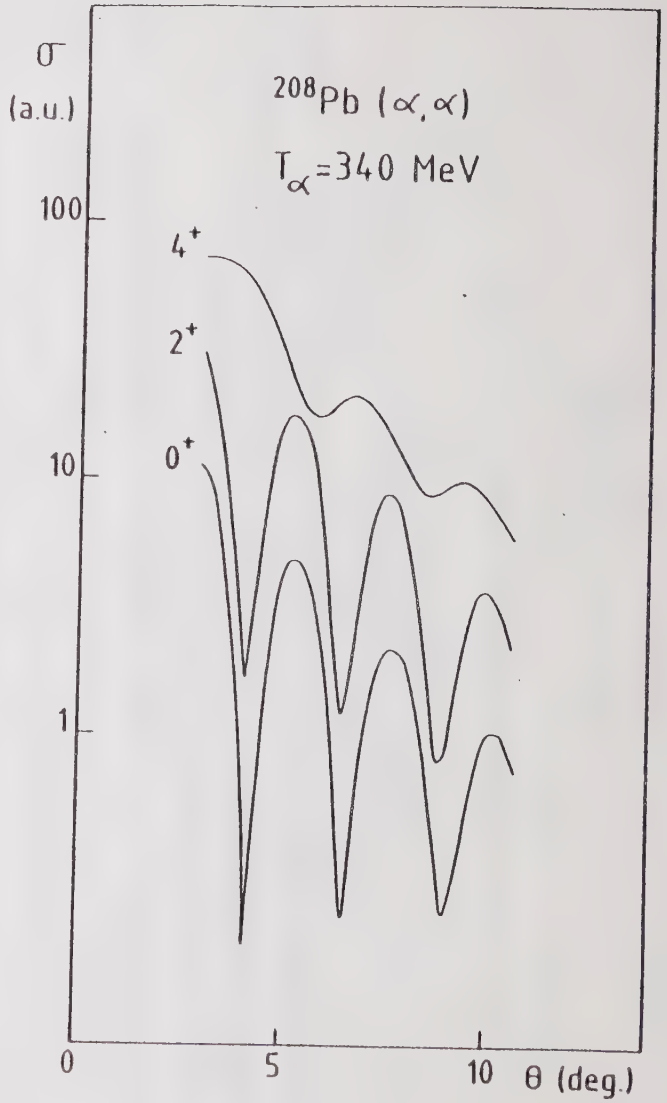
Pour $L = 1 \quad T = 1$ $\qquad \beta_1^2 \; 100\ \% = \frac{2\pi N}{ZA} \; \frac{1}{R_c^2} \; \frac{\hbar^2}{m\, E^*}$.

Les sept distributions angulaires σ_L obtenues sont montrées figure IV.22 dans le cas du plomb pour $T_\alpha = 340$ MeV. On peut constater au vu de cette figure que toutes ces distributions angulaires ont une allure différente.

- La distribution angulaire de l'état isovectoriel est très piquée vers les petits angles et oscille peu. Ceci se comprend si l'on se rappelle que seule l'interaction coulombienne est responsable de son excitation. Cette dernière est en effet à longue portée : les collisions à grand paramètre d'impact contribuent donc beaucoup à la section efficace, et ce, surtout aux petits angles. D'autre part, l'interaction coulombienne ne varie que lentement en fonction de la distance projectile-cible. Les effets diffractifs responsables d'oscillations de la distribution angulaire apparaissent donc peu marqués pour l'état $1^-_{T=1}$.

- Les distributions angulaires des six états isoscalaires ont tous la même pente moyenne, mais peuvent être distinguées les unes des autres par la phase de leurs oscillations. Ceci nous donne bon espoir de pouvoir mener à bien notre analyse multipolaire sans trop d'ambiguïté. Une exception possible est la distribution angulaire 0^+, très proche de celle du 2^+ dans le domaine angulaire que nous avons exploré surtout dans le cas du plomb. Il sera peut-être difficile de les discriminer dans nos spectres.





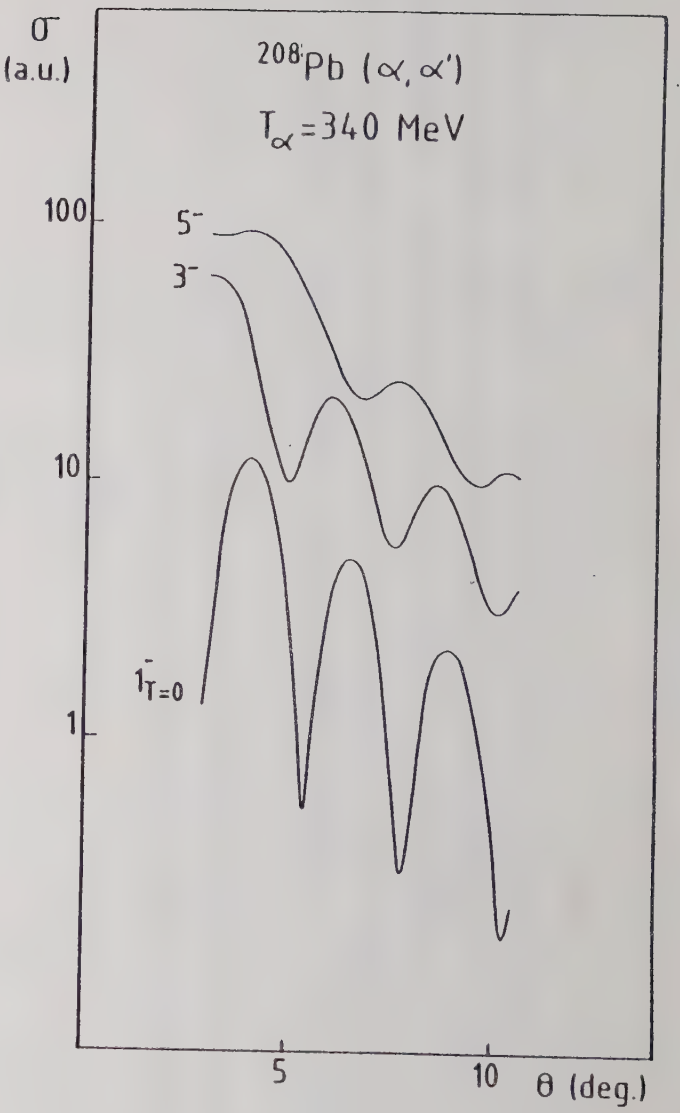


Fig. IV.22 : *Les distributions angulaires théoriques* $\sigma_L(\theta)$, *dans le cas du plomb, pour* T_α = 340 MeV.

Deuxième étape : le "jeu des petites croix"

Nous voici donc en présence de sept multipolarités, pouvant se mélanger dans un spectre découpé en une centaine de tranches de 100 keV de large. Quelle est la composition multipolaire de chaque tranche ?
Nous allons décrire une procédure qui nous a permis de déterminer qualitativement quelles sont les multipolarités présentes dans une tranche d'énergie d'excitation déterminée du spectre.

Nous nous sommes limités à un mélange de trois multipolarités : les mélanges à plus de trois composantes sont physiquement très improbables. De plus, ils auraient apporté une telle ambiguïté dans l'analyse que nous avons préféré les ignorer. Nous avons construit un programme donnant les coefficients α_{L_1}, α_{L_2}, α_{L_3} associés au triplet de multipolarités (L_1, L_2, L_3), tels que la distribution angulaire $\alpha_{L_1}\ \sigma_{L_1}(\theta) + \alpha_{L_2}\ \sigma_{L_2}(\theta) + \alpha_{L_3}\ \sigma_{L_3}(\theta)$ soit aussi proche que possible de $\sigma_{exp}(\theta)$. Ce programme de moindres carrés n'élimine pas les coefficients négatifs, qui sont évidemment non physiques. Si l'un des trois coefficients α_L obtenus est négatif, cela signifie que le triplet de multipolairté (L_1, L_2, L_3) n'était pas un bon choix pour la tranche en énergie considérée. Nous avons essayé ainsi tous les choix possibles de trois multipolarités parmi les six suivantes : $0^+_{T=0}$, $1^-_{T=0}$, $2^+_{T=0}$, $3^-_{T=0}$, $4^+_{T=0}$, $5^-_{T=0}$.

Pour chaque tranche en énergie et pour chaque choix de 3 multipolarités, nous avons relevé le signe des coefficients α_{L_1}, α_{L_2}, α_{L_3}, ce qui donne par exemple le tableau suivant (cf figure IV.23).

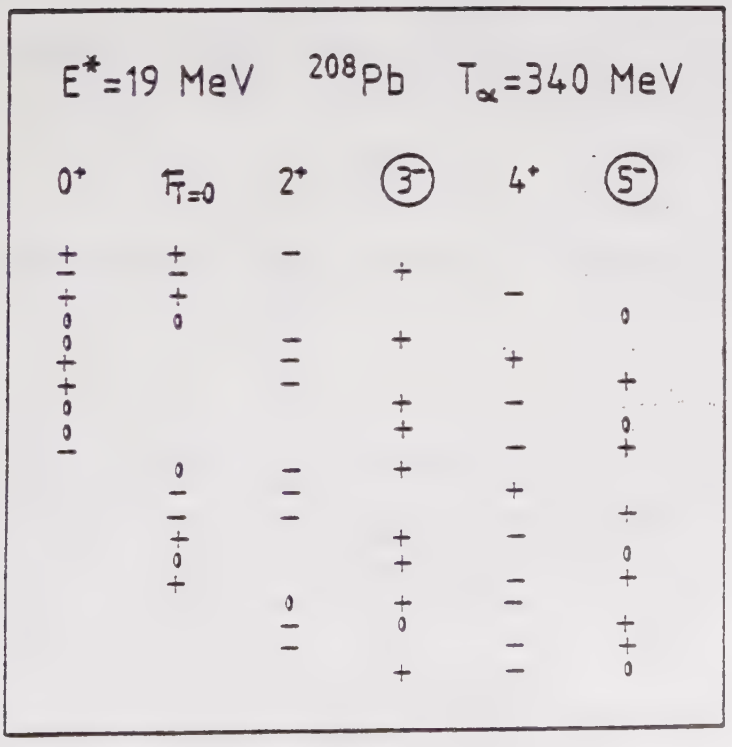


fig. IV.23 : *Le signe des coefficients α_L pour chaque triplet de multipolarités. La tranche en énergie analysée ici a 300 keV de largeur. Elle est centrée autour de $E^* = 19$ MeV; les multipolarités 3^- et 5^- n'ont que des signes + ou des 0. Ceci signifie que quelles que soient les deux autres multipolarités avec lesquelles elles ont été associées, leur coefficient est positif ou nul. Nous en concluons que la force multipolaire présentée dans cette tranche est probablement composée de 3^- et de 5^-.*

Ce tableau, lu verticalement, donne le signe des coefficients associés à une multipolarité i donnée. Si ce signe est positif, quelles que soient les deux autres multipolarités j, k avec lesquelles i a été associée, il est probable que i est présente dans la tranche considérée. En répétant l'opération pour chaque tranche, nous avons obtenu un relevé de la présence multipolaire en fonction de l'énergie d'excitation. (figure IV 24)

L'avantage de cette méthode réside dans son objectivité, et dans le fait qu'elle ne néglige aucune combinaison de multipolarités.

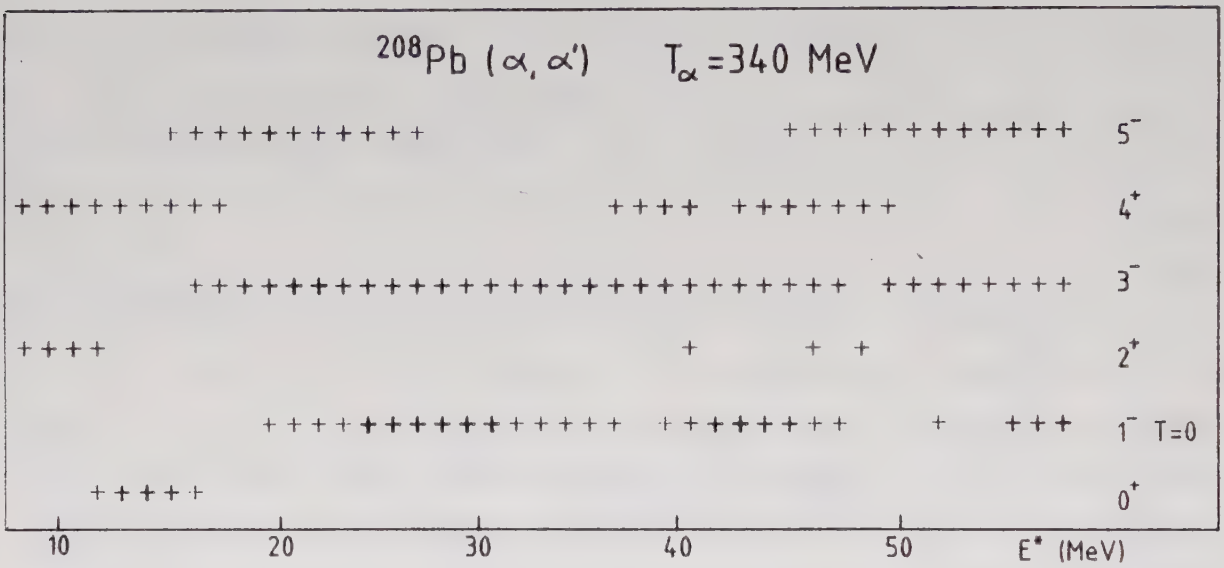


Fig. IV.24 : *Le résultat du jeu des petites croix pour notre ensemble de données sur le plomb à T_α = 340 MeV. Les croix sont d'autant plus appuyées que la présence de la multipolarité considérée est plus probable. On peut constater que la composition multipolaire d'une tranche est très proche de la composition de ses voisines.*

Le tableau obtenu est déjà riche d'enseignements. Les résonances géantes déjà connues (GQR, GMR, HEOR) sortent aux bonnes énergies d'excitation. Des résultats nouveaux apparaissent :

- Présence de force 4^+ à 11 et à 40 MeV,
- Présence d'une traînée de force 3^- jusqu'à très haute énergie d'excitation,
- Présence de force 5^- à 20 et à 50 MeV,
- Présence de force $1^-_{T=0}$ vers $E^* = 29$ MeV,

  etc...

La plupart de ces résultats sont en accord qualitatif avec les prédictions de la RPA. Nous les discuterons plus en détail quand nous aurons terminé notre analyse multipolaire.

Troisième étape : les ajustements multipolaires

Le tableau de la figure IV.24 nous a servi de guide pour passer au stade quantitatif. Connaissant les multipolarités entrant dans la composition de chaque tranche d'énergie d'excitation, nous devons maintenant trouver la valeur des coefficients α_L donnant pour chaque tranche le meilleur accord avec l'expérience.

$$\sigma_{exp}(\theta) \simeq \sum_L \alpha_L \, \sigma_L(\theta). \qquad (35)$$

Ce choix des coefficients a été fait, soit par un programme numérique qui cherche le triplet des valeurs $(\alpha_{L_1}, \alpha_{L_2}, \alpha_{L_3})$ donnant le meilleur χ^2, soit "à la main" pour rechercher le meilleur accord visuel. Les résultats sont très similaires dans les deux cas. Ils ne sont pas totalement dépourvus d'ambiguïtés, mais celles-ci sont rares : s'il arrive que l'on obtienne dans certaines tranches d'énergie d'excitation des χ^2 et des accords visuels équivalents avec plusieurs jeux de coefficients, dans la plupart des tranches, la décomposition multipolaire est unique. Nous donnons sur la figure IV.25 un exemple de décomposition multipolaire, pour une tranche située dans la région de la "HEOR".

L'étape précédente avait montré que la force multipolaire était, dans cette zone d'énergie d'excitation, un mélange de 3^- et de 5^-. Le meilleur accord a été obtenu pour cette tranche avec les coefficients suivants :

$$\alpha_3 = 0{,}25$$
$$\alpha_5 = 0{,}05$$

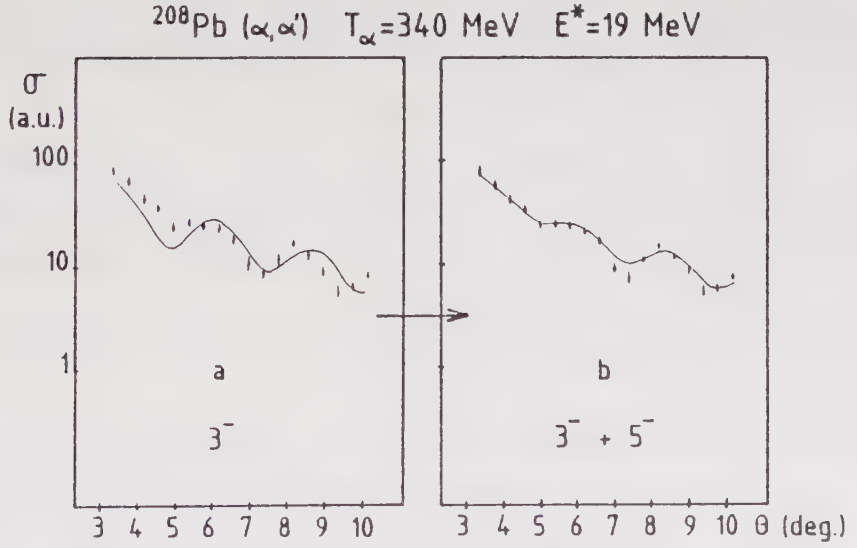


Fig. IV.25 : *Un exemple de décomposition multipolaire. Les barres verticales représentent la distribution angulaire expérimentale d'une tranche en énergie d'excitation centrée à E^* = 19 MeV (région de la "HEOR".*

(a) L'accord avec du 3^- pur n'est pas bon.
(b) Notre meilleur accord : on voit que l'adjonction d'un peu de force 5^- améliore beaucoup les choses.

Nous donnons sur la figure IV.26 un autre exemple de décomposition multipolaire, vers 11 MeV d'excitation (région de la résonance géante quadrupolaire). Le "jeu de petites croix" prédit ici un mélange de force 2^+ et 4^+, auquel peut s'ajouter un peu de force dipolaire isovectorielle puisque nous sommes dans la région de la résonance géante dipolaire. Le rôle des trois multipolarités est ici très découplé. La distribution angulaire 2^+ seule n'est pas bien en phase, par rapport à l'expérience (a). De plus, sa pente moyenne est nettement trop faible. L'adjonction d'un peu de 4^+ rétablit la phase, sans améliorer l'accord sur la pente (b). Enfin, l'introduction du $1^-_{T=1}$, dont la distribution angulaire est très pentue, permet un accord global satisfaisant (c).

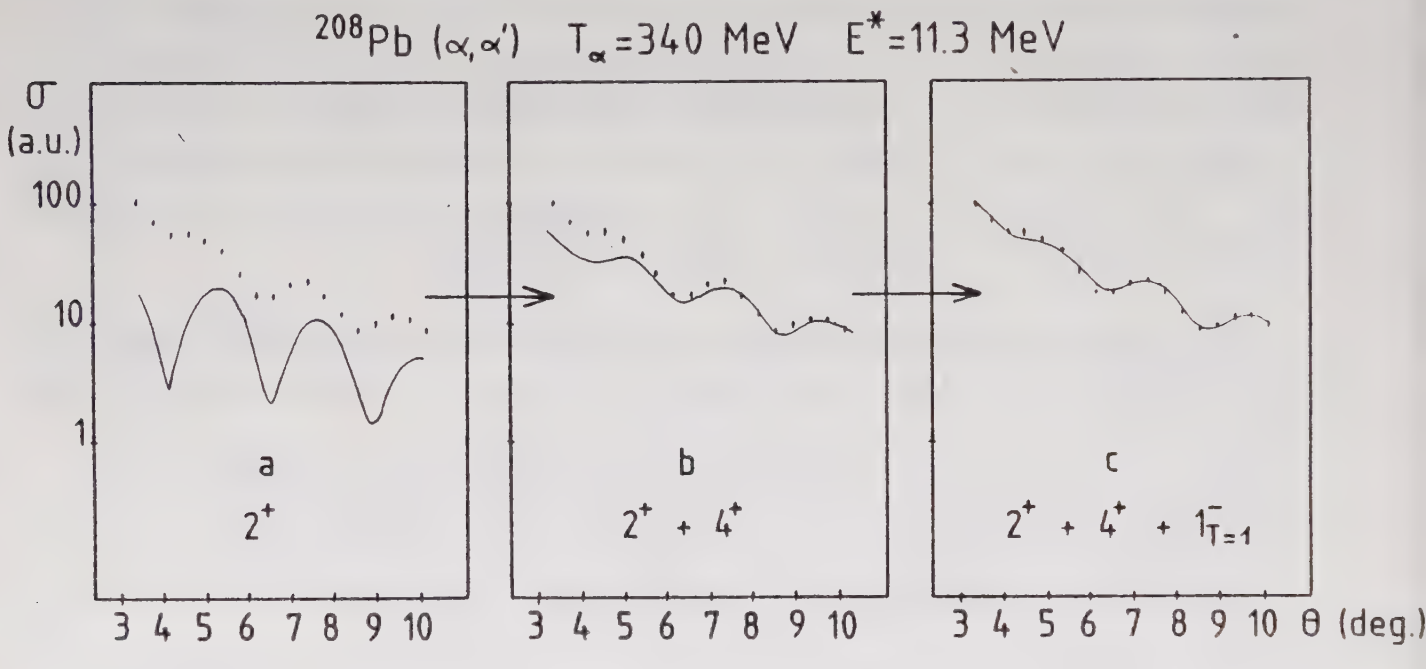


Fig. IV.26 : *Un autre exemple de décomposition multipolaire, pour une tranche située dans la région de la résonance géante quadrupolaire.*

Sur les figures (a) et (b), les coefficients α_2 et α_4 sont ceux de la décomposition définitive (c).

La présence de la multipolarité $1^-_{T=1}$ est liée à la pente de la distribution angulaire expérimentale.

Dans ces décompositions multipolaires, les coefficients α_L représentent les "concentrations" des multipolarités L dans la tranche en énergie considérée. Pour parler en termes plus physiques, on peut relier α_L au pourcentage de règle de somme épuisé dans la tranche par la multipolarité L. Nos distributions angulaires σ_L ont été calculées pour des états d'énergie E^*_L ... épuisant 100 % de la règle de somme. Le pourcentage de règle de somme épuisé dans la tranche de largeur ΔE, centrée en E^* est alors $P_L(\%) = \alpha_L E^*/E^*_L$ pour la multipolarité L. La largeur ΔE de la tranche étant faible (300 keV), $\alpha_L\ E^*/E^*_L\ \Delta E$ est assimilable à

la dérivée du pourcentage EWSR par rapport à l'énergie d'excitation, pour la multipolarité L. Une fois le meilleur accord multipolaire trouvé pour chaque tranche, ce sont ces grandeurs là que nous avons tracées en fonction de E^* pour obtenir la fonction de réponse du noyau.

ESTIMATION DES ERREURS SUR LA FONCTION DE REPONSE

L'erreur commise sur les coefficients multipolaires est difficile à évaluer. Nous allons passer en revue les différentes étapes du travail, en relevant à chaque fois les sources d'erreur et en calculant celles-ci, quand c'est possible

1. Les erreurs expérimentales

- Nous avons vu que la normalisation absolue de nos mesures est précise à 10 % près. Ceci n'introduit pas d'erreur sur la proportion multipolaire, mais seulement sur les pourcentages de règle de somme extraits pour chaque multipolarité.

- Nous avons vu que nos mesures intégraient sur un domaine angulaire $\Delta\theta$, variable suivant le noyau cible et l'énergie incidente, $\Delta\theta$ étant de l'ordre du demi degré. Les distributions angulaires obtenues sont donc le résultat de la convolution d'un échelon large de $\Delta\theta$, avec la distribution angulaire que donnerait une mesure parfaite. L'effet principal de cette convolution est de combler les minima de la distribution angulaire, en laissant la phase et la pente inchangées.

Cette remarque nous a conduit, dans la décomposition multipolaire, à accorder plus d'importance à la reproduction de la phase des oscillations qu'à celle de leur profondeur. L'erreur introduite sur les coefficients multipolaires par cette convolution est faible et nous la négligerons devant les autres causes d'erreur.

- Nous avons vu que la précision sur la valeur absolue de l'angle que nous mesurions était voisine de ± 0,1 degré. Il est possible de la représenter par une barre d'erreur horizontale (en angle) sur tous les points de nos distributions angulaires. De toute façon, cette erreur étant petite devant le pas des oscillations diffractionnelles, l'incertitude résultante sur nos coefficients multipolaires est faible devant les autres causes d'erreur.

2. La prise de données

A ce stade intervient l'erreur statistique sur chaque point (E^*,θ). Si $N(E^*,\theta)$ est le nombre de coups dans le canal centré en (E^*,θ), l'erreur statistique relative sur ce canal vaut $\pm \frac{1}{\sqrt{N(E^*,\theta)}}$. Tout au long de nos expériences, nous avons respecté la prescription que $N(E^*,\theta) > 2500$, de sorte que l'erreur statistique sur chaque point est inférieure à 2 % (avant soustraction du fond).

L'erreur statistique que l'on commet sur un canal (E^*,θ) est indépendante de celle commise sur les canaux voisins. Il faut donc mettre la barre d'erreur cor-

respondante sur chaque point de la matrice (E^*,θ). Ces barres d'erreurs subsistent en valeur absolue, sur chaque point, une fois le fond soustrait.

Les barres d'erreurs présentes dans les distributions angulaires de nos tranches en énergie correspondent à cette incertitude statistique, facile à évaluer.

3. La soustraction du fond et l'analyse multipolaire

Il est possible d'estimer l'erreur provenant de la soustraction du fond. Nous avons fait passer sous la matrice deux fonds extrêmes, l'un très haut, l'autre très bas, ce qui nous a conduit à estimer à ± 3 % de $N(E^*,\theta)$ pour chaque point de la matrice, l'erreur due à la soustraction du fond. Pour la justification de ce chiffre, se reporter au paragraphe "Extraction du fond".

Il faut remarquer que l'erreur due au fond que l'on commet sur un canal (E^*,θ) est très fortement corrélée à celle commise sur le canal voisin. Mettre la barre d'erreur correspondante sur chaque point de la matrice serait une mauvaise représentation de la réalité. On peut voir figures IV.18 et 19 p.105 l'influence de la hauteur du fond sur la distribution angulaire d'une tranche en énergie d'une matrice, fond soustrait. La phase des oscillations reste inchangée ; les minima se creusent beaucoup si l'on adopte le fond haut. Cette remarque nous a conduit, dans la décomposition multipolaire, à accorder plus d'importance à la reproduction de la phase des oscillations qu'à celle de leur profondeur. On remarquera la concordance avec les arguments p. 110 qui conduisent à accorder une grande importance à la reproduction de la phase de nos distributions angulaires.

Moyennant ceci, les erreurs sur la hauteur du fond n'ont pas de conséquence sur la proportion relative de chaque multipolarité mais seulement sur la valeur absolue de chacun des coefficients multipolaires. Par contre, les erreurs statistiques, étant décorrélées d'un canal à l'autre, entraînent une incertitude sur la phase des oscillations et, de là, sur la proportion des différentes multipolarités dans la région considérée.

A ceci vient s'ajouter le fait que, dans certaines régions du spectre, deux choix différents de multipolarités donnent un accord équivalent. L'incertitude liée à cette ambiguïté ne peut pas être chiffrée sous forme de barres d'erreurs. Heureusement, de telles ambiguïtés restent rares et peuvent presque toujours être levées par l'examen de la composition multipolaire des tranches voisines.

Il nous a paru plus honnête de ne pas chiffrer l'incertitude liée à la décomposition multipolaire elle-même. On pourra cependant en avoir une estimation en comparant les deux fonctions de réponse que nous avons obtenues indépendamment

sur l'étain pour T_α = 340 et 480 MeV (fig. IV.27).

En conclusion, nous donnerons sans barres d'erreurs la fonction de réponse du noyau. Les erreurs dues à la soustraction du fond et à la normalisation absolue de nos expériences n'apparaîtront que dans le pourcentage de règle de somme épuisé par chaque multipolarité.

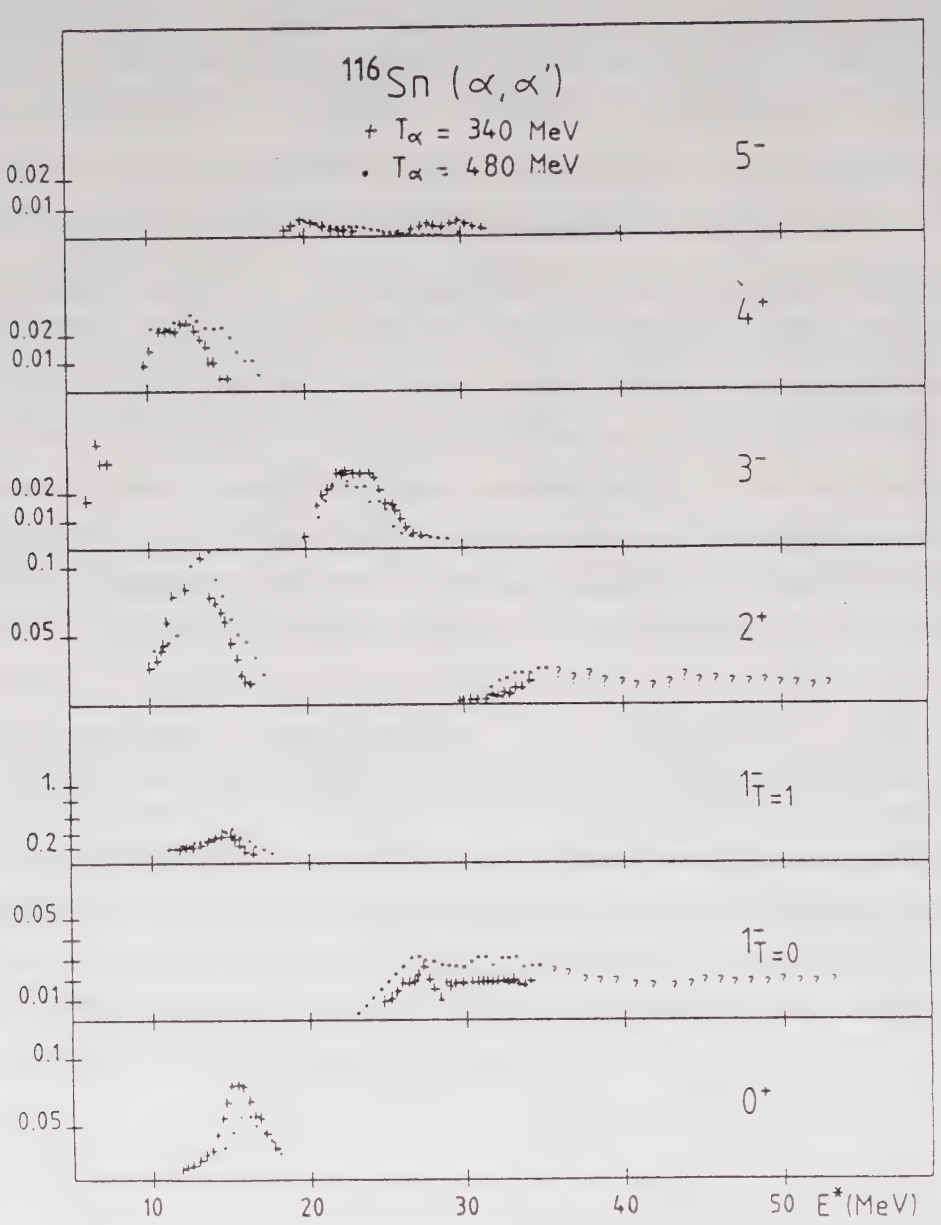


Fig. IV.27 : *Les deux fonctions de réponse que nous avons obtenues indépendamment sur l'étain pour T_α = 340 et 480 MeV sont très similaires.*

Les petites divergences que l'on remarque entre les deux résultats donnent une indication sur l'incertitude liée à la décomposition multipolaire. Celle-ci augmente avec l'énergie d'excitation.

LA FONCTION DE REPONSE DU PLOMB POUR T_α = 340 MeV. RESULTATS ET DISCUSSION

Elle est tracée figure IV.28. Nous allons commenter cette figure pour chaque multipolarité.

Force 0^+

Dans le plomb, les distributions angulaires théoriques σ_0 et σ_2 associées aux multipolarités L = 0 et L = 2 se ressemblent beaucoup, tout au moins dans le domaine angulaire que nous avons exploré. La conséquence est une grande ambiguïté de notre analyse vis-à-vis de ces deux multipolarités, qui peuvent être prises l'une pour l'autre. Heureusement, dans le plomb, les résonances géantes quadrupolaire et monopolaire sont connues pour être bien séparées, ce que nos spectres inélastiques semblent confirmer, puisqu'ils montrent deux pics centrés autour de 10,9 MeV et 13,9 MeV. En nous appuyant sur les résultats de la littérature concernant l'emplacement respectif de ces deux résonances (BUE 81 et références incluses) nous avons attribuée la multipolarité L = 0 au pic de haute énergie. Notre analyse n'est donc pas entièrement auto-cohérente puisqu'elle utilise certains résultats expérimentaux déjà connus.

Toute la force monopolaire que nous observons est concentrée dans ce pic, large de 2 MeV, et centré à E^* = 13,9 MeV. Celui-ci s'identifie avec la résonance géante monopolaire, déjà abondamment décrite dans la littérature. A lui seul, il épuise 111 % de la règle de somme telle que nous l'avons appliquée. Les barres d'erreur portant sur ce chiffre sont : 96 % < % EWSR < 126 %. Ces valeurs sont en excellente concordance avec celles déjà publiées (cf tableau IV.5 et références p. 145).

Quoique les calculs RPA prédisent l'existence d'un mode monopolaire vers $E^* \simeq 40$ MeV, notre analyse ne montre pas la moindre trace de force 0^+ (ou 2^+) à haute énergie d'excitation. Nous verrons plus loin une explication possible pour l'absence de ce mode, qui n'a jamais été observé expérimentalement.

Force $1^-_{T=0}$

Les calculs RPA (DEC 82) prédisent un mode dipolaire de compression à E^*= 26 MeV. Nous observons effectivement dans nos spectres de la force dipolaire isoscalaire. Sa répartition, assez fragmentée entre 26 et 35 MeV, a une composante principale centrée à 29 MeV qui pourrait s'identifier à l'état RPA en question. La présence de force dipolaire dans nos spectres pour $E^* \simeq 29$ MeV est sans ambiguïté : la meilleure décomposition multipolaire que nous obtenions pour cette région d'énergie consiste en un mélange de $1^-_{T=0}$ et de 3^-, mais la figure IV.30 montre que la

LA FONCTION DE REPONSE DU PLOMB POUR T_α = 340 MeV. RESULTATS ET DISCUSSION

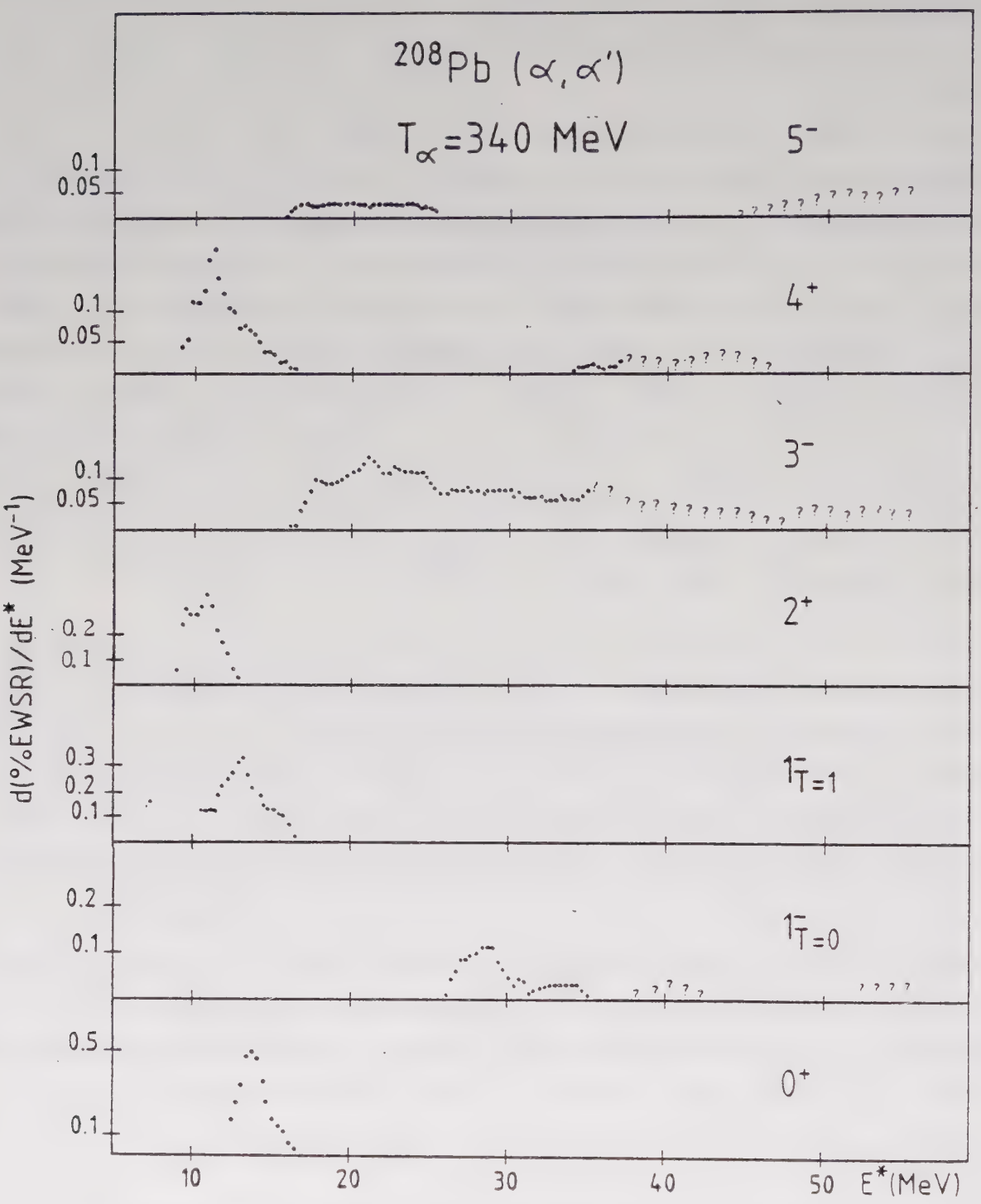


Fig. IV.28 : *La fonction de réponse du plomb pour T_α = 340 MeV. En ordonnées, et pour chaque multipolairté, se trouve la dérivée du pourcentage de règle de somme par rapport à l'énergie d'excitation. La qualité de l'accord multipolaire reste correcte jusqu'à E^* ≃ 35 MeV et se dégrade ensuite. Malgré cette dégradation, nous avons continué l'analyse multipolaire, mais le degré de confiance qu'il faut lui accorder n'est plus aussi grand qu'à basse énergie (points d'interrogation sur la fonction de réponse).*

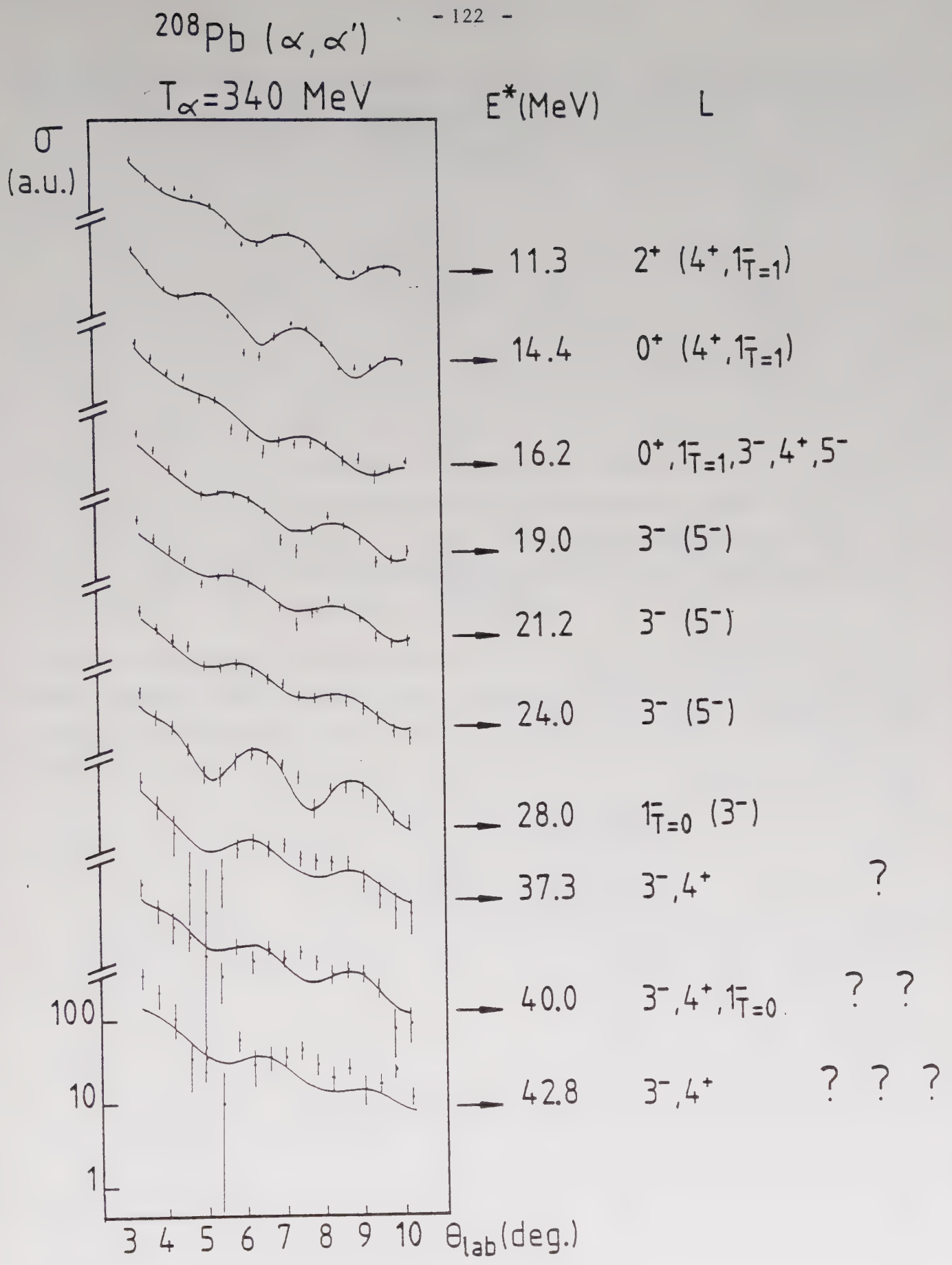


Fig. IV.29 : *Nos ajustements multipolaires, pour quelques tranches du spectre bidimensionnel. La qualité de ces ajustements se dégrade pour E^* > 35 MeV.*

distribution angulaire du $1^-_{T=0}$ seule est déjà bien en phase avec l'expérience.

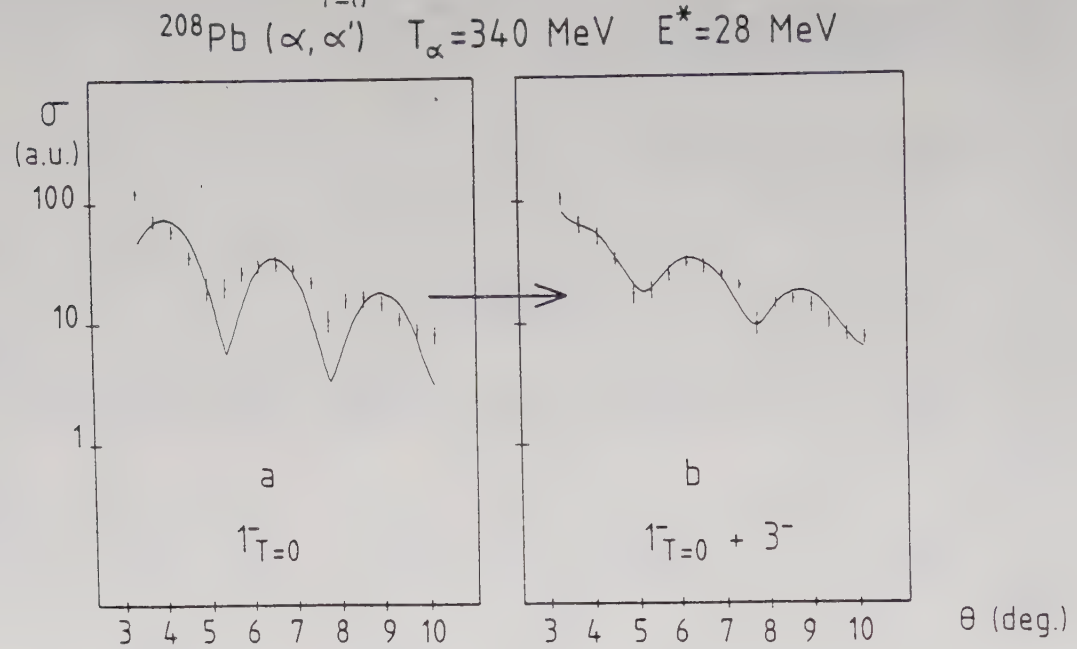


Fig. IV.30 : *Dans la région E^* = 28 MeV, la présence de force 3^- améliore l'accord, mais la multipolarité 1^- est déjà assez bien en phase avec l'expérience.*

Contrairement à ce qu'ont publié H.P. Morsch et al. (MOR 80) et C. Djalali et al. (DJA 82) nous ne trouvons pas de force dipolaire à $E^* \simeq 21{,}5$ MeV. Cette région contient, pour nous, un mélange $3^- + 5^-$, mais pas de force $1^-_{T=0}$ (fig. IV.3

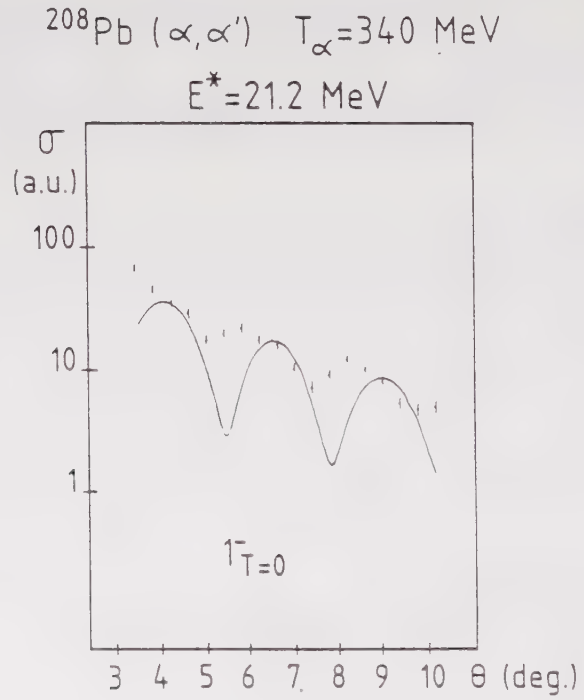


Fig. IV.31 : *Il est absolument impossible de reproduire la distribution angulaire mesurée à E^* = 21,2 MeV avec de la force $1^-_{T=0}$.*

Le total de la force dipolaire isoscalaire présentée dans nos spectres épuise 44 % de la règle de somme telle que nous l'avons appliquée. Compte tenu de nos barres d'erreurs, les valeurs extrêmes sont 19 % et 51 %.

Force $1^-_{T=1}$

Comme nous l'avons déjà montré figure IV.26, nous avons dû inclure une composante dipolaire isovectorielle dans notre analyse pour reproduire nos données. De nombreux auteurs ont prouvé (BUE 81, DJA 80, MOR 81, IZU 81, SAT 72) que le processus d'excitation de la GDR par interaction coulombienne devenait de plus en plus efficace pour les hautes énergies incidentes. Or, GMR et GDR étant à peu près à la même énergie d'excitation, on pouvait craindre que cet effet ne masque l'observation de la GMR. Heureusement, ce n'est pas le cas : bien que la section efficace d'excitation de la GDR soit grande (2,5 mb contre 4,18 mb pour la GMR) les distributions angulaires $1^-_{T=1}$ et 0^+ sont suffisamment différentes (cf fig. IV.22) pour qu'il soit possible de démêler les deux contributions (la démarche est identique à celle expliquée figure IV.26).

L'observation de la multipolarité $1^-_{T=1}$ est liée à la pente de la distribution angulaire expérimentale, cette dernière dépendant elle-même de la façon dont le fond a été soustrait . Or, pour $E^* < 15$ MeV, le fond est paramétrisé de façon assez incertaine. Nous avons essayé plusieurs formes de fond dans la région de la GDR ($10 < E^* < 15$ MeV). Nous avons retenu celle qui nous donnait pour la GDR l'énergie d'excitation et la largeur généralement admises, c'est-à-dire respectivement 13,5 MeV et 3,5 MeV dans le cas du plomb (OAK 79).

Dans la région 10-15 MeV, notre méthode d'analyse n'est donc pas entièrement auto-cohérente, puisqu'elle utilise un résultat connu : l'énergie d'excitation de la GDR, et sa largeur.

Force 2^+

Toute la force 2^+ qui nous observons est concentrée dans une seule région de 2 MeV de largeur, centrée à $E^* \simeq 11$ MeV.

Nos résultats s'accordent avec ce qui était déjà connu de la GQR (cf tableau IV et références incluses). Dans le plomb, la GQR est composite et est formée d'un pic principal à 10,9 MeV et d'un pic satellite à 9,5 MeV. Ce caractère composite apparaissait déjà au vu de nos spectres bidimensionnels, sous la forme de deux "chaînes de montagnes" oscillant en phase.

L'ensemble de la force 2^+ observée épuise 81 % de la règle de somme (valeurs extrêmes : 71 %, 91 %).

Comparée aux autres valeurs trouvées dans la littérature (cf tableau IV.5 et références incluses), la nôtre est relativement basse. Ceci peut s'expliquer par le fait que notre analyse donne une forte composante 4^+ à la même énergie que la GQR. Cette présence de 4^+ a déjà été reconnue par quelques auteurs (HAR 77, WAM 79, MOR 80, DJA 82). Mais dans la plupart des publications, la section efficace 4^+ avait été confondue avec du 2^+, avec pour conséquence un pourcentage de règle de somme quadrupolaire trouvé trop haut.

La RPA (DEC 82) et les modèles macroscopiques (cf p. 41) prédisent l'existence d'un second mode quadrupolaire (mode de volume) vers 40 MeV. Ce mode, qui n'a jamais été mis en évidence expérimentalement, n'a pas pu être observé non plus dans nos spectres.

Force 3^-

La force octupolaire que nous observons est très étalée. Sa composante principale, centrée autour de 21 MeV, s'identifie avec le principal état 3^- de la RPA, et correspond bien, par sa position, avec ce qui a déjà été publié concernant la "HEOR" (MOR 80, CAR 80, YAM 81). Ce qui est nouveau, ici, est que la répartition de notre force octupolaire n'a pas du tout la forme d'une gaussienne, mais a une très longue traînée du côté des hautes énergies d'excitation. Nos spectres multipolaires conservent, en effet, les oscillations caractéristiques de la force 3^- jusqu'à environ 40 MeV d'excitation. Il faut cependant préciser que le degré de certitude de notre analyse multipolaire n'est pas le même à toutes les énergies d'excitation. Pour $E^* > 35$ MeV, la qualité de l'accord multipolaire se dégrade progressivement, ce qui diminue notre confiance dans les résultats obtenus. Nous discuterons ce point en détail ultérieurement (pp.118 et 149). Quoiqu'il en soit, et en anticipant sur les arguments justificatifs, nous sommes sûrs de la présence de force 3^- jusqu'à 40 MeV d'excitation. Le pourcentage de règle de somme épuisé par le total de la force 3^- du plomb est 220 % (valeurs extrêmes : 120 % et 300 %). Si l'on ne considère que la force présente au-dessous de 35 MeV d'excitation, le pourcentage est de 150 % (valeurs extrêmes : 90 % et 200 %). Compte tenu des remarques qui ont été faites sur la validité aux grands transferts de la règle de somme utilisée, ce résultat ne nous étonne pas. Ce pourcentage est cependant à peu près deux fois supérieur à celui trouvé par d'autres auteurs. Tous ont utilisé la méthode de décomposition par gaussienne pour analyser leurs données. L'utilisation de cette méthode, visiblement en défaut ici, peut expliquer le désaccord.

Force 4^+

La force 4^+ que nous observons est groupée en deux endroits : à 11,5 MeV et à 40 MeV. Ces deux groupes doivent correspondre respectivement aux excitations $2\hbar\omega$ et $4\hbar\omega$. Cette répartition de la force est en accord avec les prédictions RPA.

La présence de force hexadécapolaire à 11,5 MeV avait déjà été mentionnée (HAR 77, WAM 79, MOR 80) qualitativement ; nous apportons des précisions quantitatives sur sa répartition. L'observation du groupe à 40 MeV est nouvelle. Les pourcentages de règle de somme épuisés par les deux groupes sont respectivement 62 % (valeurs extrêmes 52 % et 72 %) et 20 % (valeurs extrêmes 10 % et 30 %).

Le pourcentage de règle de somme épuisé dans le premier groupe est étonnamment haut. (cf tableau IV.5). Mais nous avons déjà dit ce que nous pensions du crédit à accorder à ces valeurs.

Force 5^-

Comme la force hexadécapolaire, la force 5^- est répartie dans nos spectres en deux groupes, centrés à 20 et 50 MeV.

L'accord multipolaire devenant mauvais à haute énergie d'excitation, l'existence du deuxième groupe est sujette à caution. Celle du premier groupe est beaucoup plus certaine, comme on peut s'en convaincre sur la figure IV.25 p. 114. Nous ne donnons ici que le pourcentage EWSR épuisé par le premier groupe, $3\hbar\omega$, centré à 20 MeV : 26 % (valeurs extrêmes : 16 % et 36 %).

La présence de force 5^- dans cette région avait déjà été envisagée (DOL 79), puis réfutée par Morsch et al. (MOR 80) et par Yamagata et al. (YAM 81). Ces auteurs ont utilisé la méthode d'analyse multipolaire habituelle, ce qui rend leur résultat douteux au moins à haute énergie d'excitation, (cf p. 85).

Les calculs RPA (DEC 80, GIA 81, SPE 80, LiU 76, DEC 82) prévoient quant à eux une contribution 5^- $3\hbar\omega$ dans cette région, et s'accordent donc avec nos observations. C'est la première fois qu'un résultat expérimental ferme et quantitatif est obtenu concernant cette multipolairté.

LA FONCTION DE REPONSE DU PLOMB POUR T_α = 480 MeV. RESULTATS ET DISCUSSION

A cette énergie incidente, notre matrice ne s'étend que jusqu'à 35 MeV d'excitation.

Nous ne commenterons pas les résultats sur ce jeu de données avec les mêmes détails que pour le précédent, puisque l'analyse multipolaire aboutit à peu près au même résultat (cf tableaux IV.3 et IV.4 et fig. IV.33).

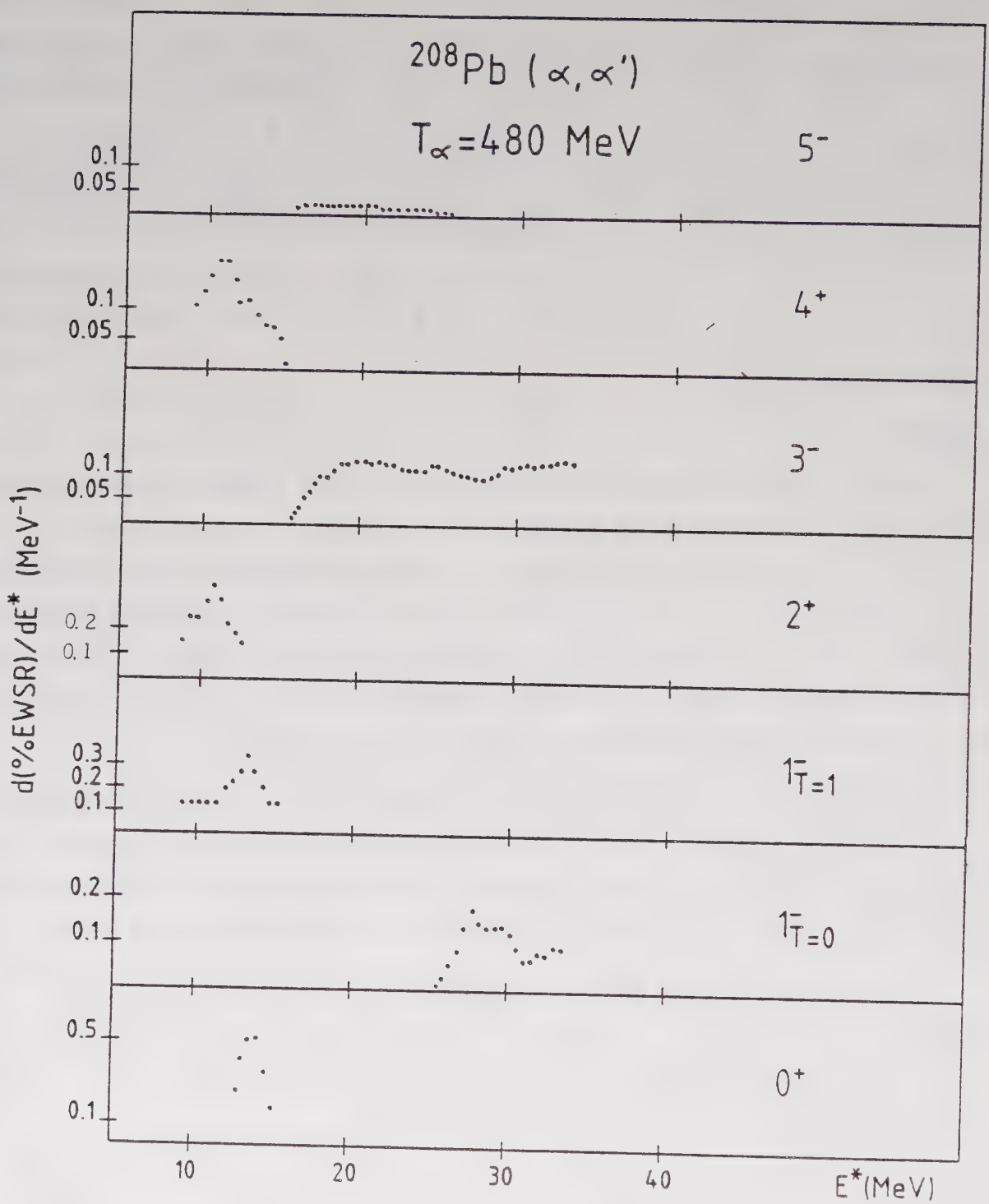


Fig. IV. 32 : *La fonction de réponse du plomb pour* T_α = *480 MeV.*

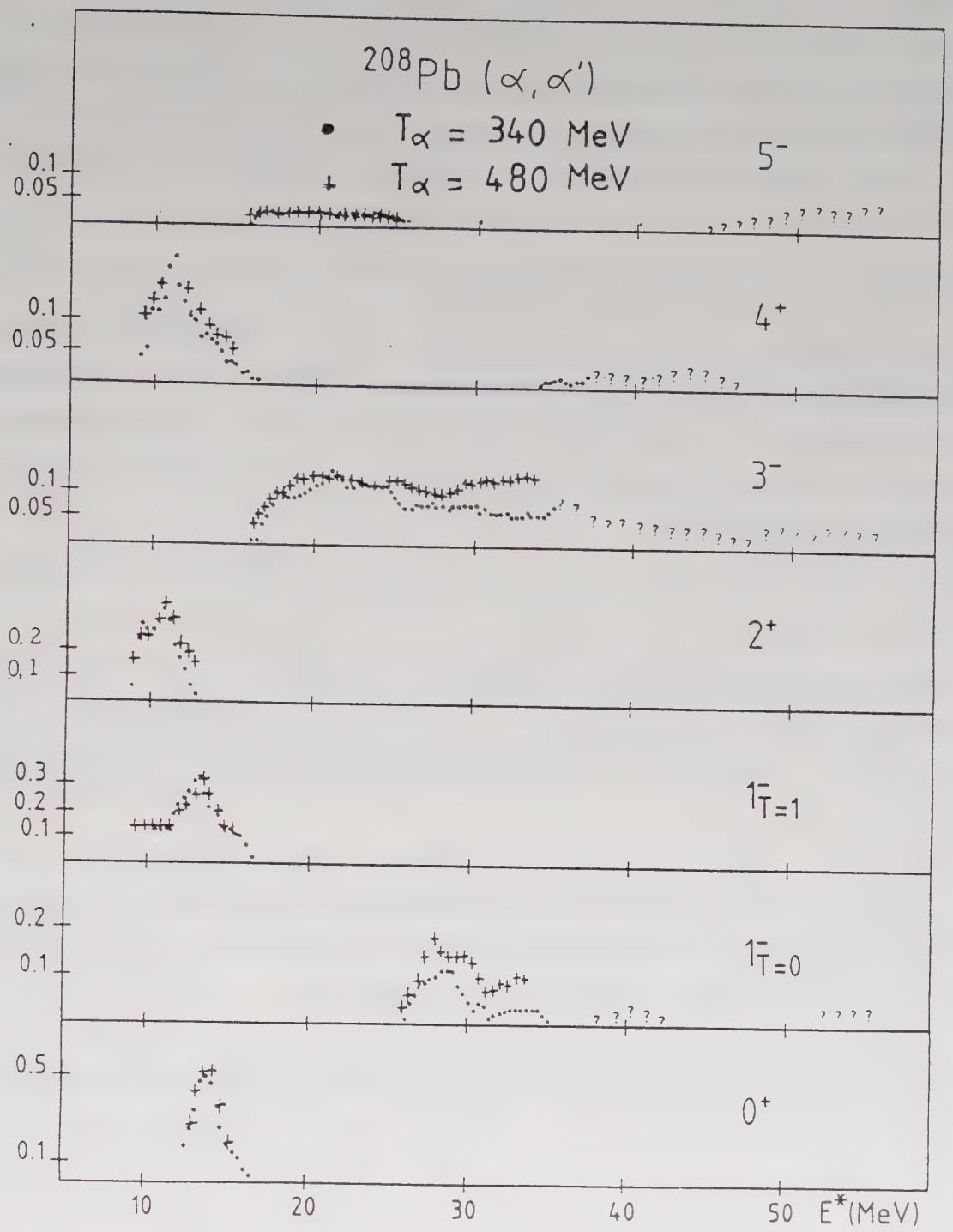


Fig. IV.33 : *Les deux fonctions de réponse que nous avons obtenues indépendamment sur le plomb pour T_α = 340 et 480 MeV sont très similaires.*

Les petites divergences que l'on remarque entre les deux résultats donnent une indication sur l'incertitude liée à la décomposition multipolaire. Celle-ci augmente avec l'énergie d'excitation.

La répartition multipolaire obtenue est montrée figure IV.32. Comme pour le jeu à 340 MeV, on remarque les faits suivants :

- Présence de force 4^+ sous les résonances géantes quadrupolaire et monopolaire. Le pourcentage de règle de somme épuisé dans cette région par les multipolarités 0^+, 2^+ et 4^+ sont respectivement 115 % (valeurs extrêmes : 95 % et 135 %), 93 % (valeurs extrêmes : 83 % et 103 %) et 70 % (55 % et 85 %).

- Excitation de la résonance géante dipolaire par interaction coulombienne.

Nos résultats confirment la prédiction de Buenerd (BUE 81) : la section efficace intégrée d'excitation coulombienne de la GDR croît avec l'énergie incidente. Elle passe de 2,5 à 3,0 mb respectivement pour T_α = 340 et 480 MeV.

- Présence de force $1^-_{T=0}$ vers 29 MeV. Le pourcentage de règle de somme épuisé est 55 % (valeurs extrêmes 25 % et 120 %).

- Force 3^- très étalée vers les hautes énergies d'excitation et mélangée à du 5^- vers $E^* \simeq 20$ MeV.

Les pourcentages de règle de somme épuisés sont pour le 3^- 185 % (valeurs extrêmes 110 % et 240 %) et pour le 5^- 16 % (valeurs extrêmes 10 et 25 %).

- Là aussi, nous obtenons de mauvais accords multipolaires à haute énergie d'excitation.

Le fait que nous obtenions des résultats semblables (cf fig. IV.33 et tableaux IV.3 et IV.4) sur deux jeux de données indépendants est satisfaisant et confirme la validité de la méthode d'analyse.

Nous avons appliqué cette méthode pour nos jeux de données sur l'étain et le nickel.

La FONCTION DE RÉPONSE DE L'ETAIN POUR T_α = 340 MeV. RESULTATS ET DISCUSSIONS

Le jeu de données correspondant s'étend jusqu'à E^* = 45 MeV. La fonction de réponse obtenue est tracée figure IV.34 et apparaît globalement très similaire à celle du plomb. Nous comparerons les différents noyaux plus loin (p. 140). Pour l'instant, nous passons en revue les différentes multipolarités.

Force 0^+

Dans les spectres d'étain, la résonance géante monopolaire et la résonance géante quadrupolaire ne sont pas séparées, mais apparaissent comme un seul pic asymétrique. D. Lebrun (LEB 81) avait déjà remarqué cette caractéristique dont il avait tenu compte dans son analyse de la résonance géante monopolaire. Les distributions angulaires 0^+ et 2^+ se ressemblent beaucoup, dans l'étain, mais moins que dans le cas du plomb et notre méthode d'analyse nous a permis de séparer les deux composantes.

La force monopolaire apparaît concentrée en un seul pic de 3 MeV de large, centré à 15,8 MeV, et épuisant 28 % de la règle de somme (valeurs extrêmes 18 % et 38 %). La largeur et le barycentre du pic monopolaire que nous observons sont en bon accord avec celles de Lebrun et al. (E^* = 15,6 MeV, Γ = 3,2 MeV) et avec celles d'autres auteurs (cf tableau IV.5).

Le pourcentage de règle de somme que nous trouvons pour ce mode est faible, comparé à celui trouvé par les autres auteurs. Ceci est probablement dû au fait que nous attribuons une partie de la section efficace à la multipolarité 4^+ dans cette région d'énergie d'excitation.

Pas plus que dans le plomb, nous n'observons de second mode monopolaire à haute énergie d'excitation. La force quadrupolaire présente à partir de E^* = 32 MeV pourrait, cependant, être monopolaire, vu les incertitudes de cette identification.

Force $1^-_{T=0}$

La force dipolaire isoscalaire que nous observons dans nos spectres d'étain commence à apparaître à partir de E^* = 24 MeV et est très étalée. Au moins entre 24 et 34 MeV, son degré de certitude est bon. C'est la première fois que l'existence de force $1^-_{T=0}$ est mentionnée dans ce noyau.

Force $1^-_{T=1}$

Comme dans le cas du plomb, nous avons dû inclure l'excitation de la GDR dans notre analyse pour reproduire nos données. La section efficace mise en jeu

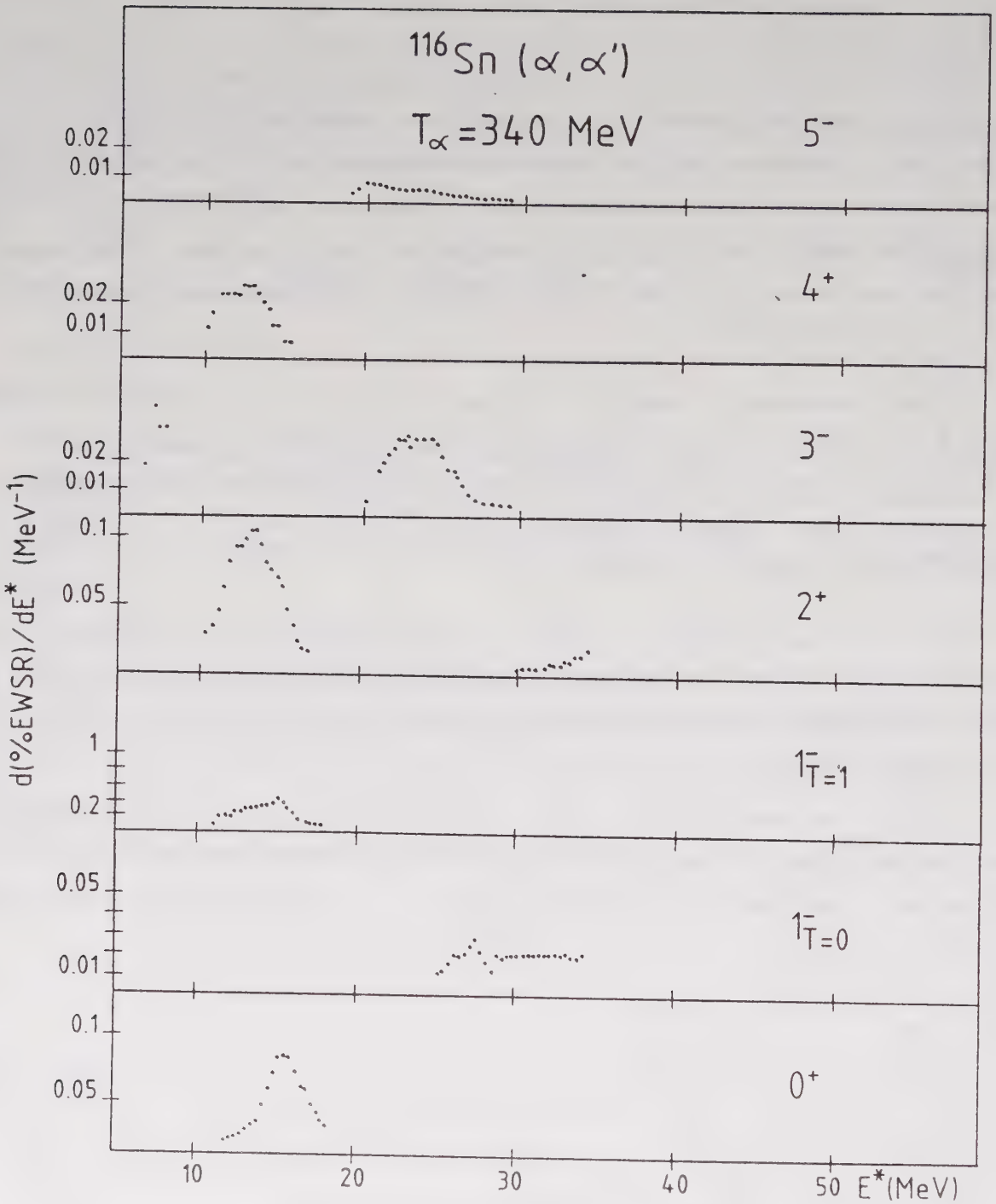


Fig. IV.34 : *La fonction de réponse de l'étain pour T_α = 340 MeV.*

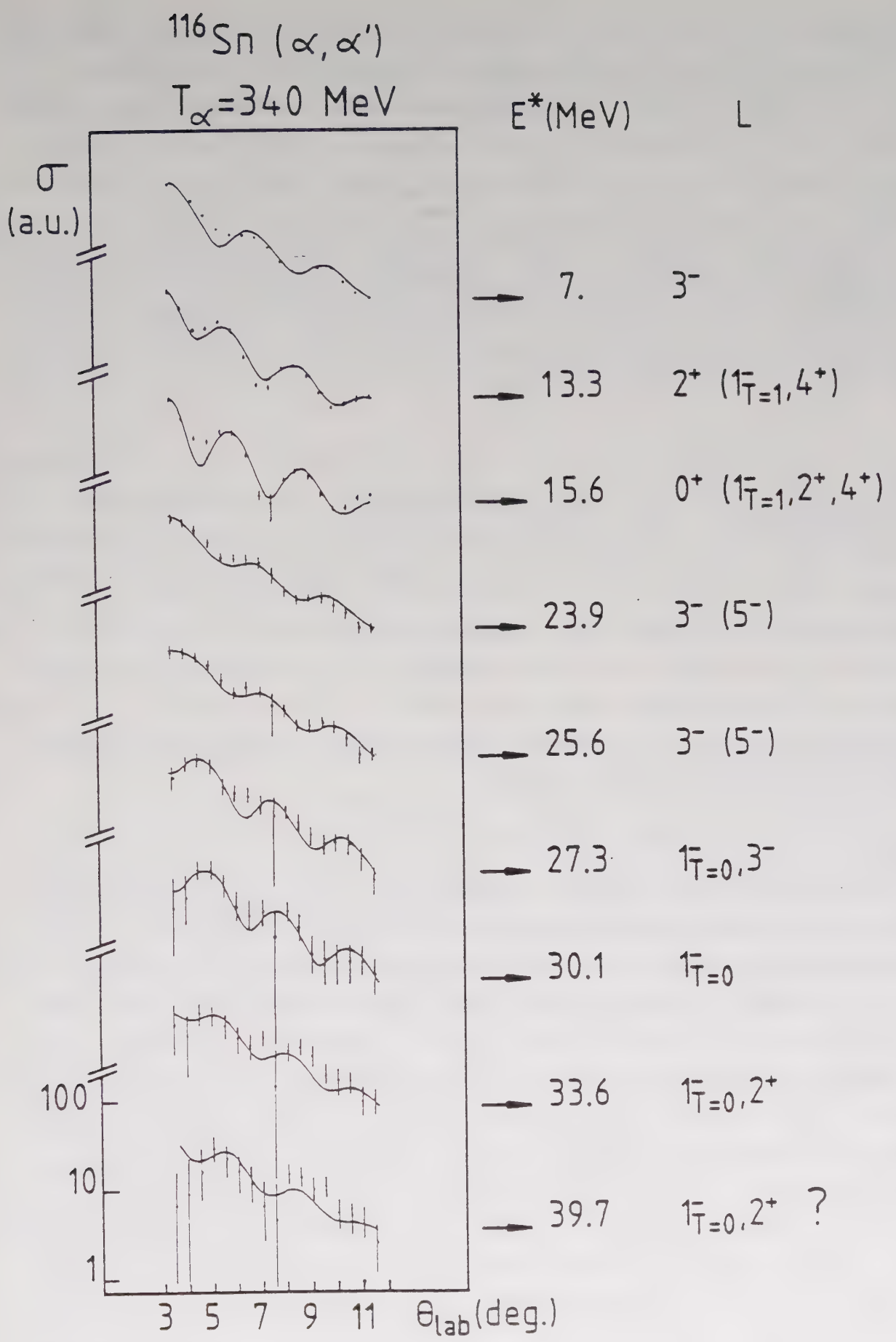


Fig. IV.35 : *Les ajustements multipolaires pour quelques tranches du spectre bidimensionnel de l'étain pour T_α = 340 MeV. La qualité des ajustements se dégrade pour $E^* > 35$ MeV.*

est cependant moins grande pour le spectre d'étain que pour ceux du plomb : 1,3 mb. On peut expliquer ceci par le fait que l'interaction coulombienne responsable de l'excitation est moins forte pour le système α + Sn que pour le système α + Pb.

Force 2^+

Dans l'étain, la force 2^+ que nous observons a deux composantes. La première s'identifie avec la résonance géante quadrupolaire. Centrée à $E^* = 13,3$ MeV, large de 4 MeV, elle épuise 43 % de la règle de somme (valeurs extrêmes : 35 % et 55 %). Tout ceci s'accorde avec ce qui était déjà connu de la GQR dans l'étain (cf tableau IV.5 et références incluses).

La deuxième composante est à haute énergie d'excitation et a la forme d'une traînée commençant à $E^* > 31$ MeV. Il pourrait s'agir du premier mode quadrupolaire de compression (cf p. 41 pour une description détaillée de cet état). Ce mode est prédit pour tous les noyaux vers $E^* = 216\ A^{-1/3}$ MeV par notre modèle macroscopique, et dans le plomb à $E^* = 39$ MeV, (soit $231\ A^{-1/3}$ MeV) par des calculs RPA (DEC 80 et 82). Le fait que nous n'observions pas ce mode dans le plomb jette une ombre sur ce beau tableau. Précisons, cependant, que les accords multipolaires dans cette région d'énergie d'excitation sont loin d'être parfaits, et que l'existence dans l'étain de cette deuxième composante n'est pas absolument certaine, pas plus que son absence dans le plomb.

Force 3^-

La force octupolaire que nous observons dans l'étain a deux composantes : la première est située à basse énergie d'excitation. Localisée à $E^* = 7$ MeV, cette résonance très concentrée s'identifie avec la résonance octupolaire de basse énergie : "LEOR" (OAK 79). Elle épuise 12 % de la règle de somme (valeurs extrêmes : 5 % et 19 %).

La dernière composante octupolaire que nous observons dans l'étain est centrée à $E^* = 23,5$ MeV. Elle est plus concentrée que dans le plomb : on peut lui assigner une largeur de 5 MeV. Elle épuise seulement 14 % de la règle de somme (valeurs extrêmes : 9 % et 19 %). Cette concentration de force s'identifie avec la résonance géante octupolaire de haute énergie ("HEOR") déjà observée dans ce noyau. L'accord avec les résultats donnés par d'autres auteurs est excellent (cf tableau IV.5 et références incluses).

Force 4^+

Comme dans le cas du plomb, nous observons de la force 4^+ $2\hbar\omega$ sous les résonances géantes quadrupolaires et monopolaires de l'étain. Centré à $E^* = 12,5$ MeV, ce groupe épuise 11 % de la règle de somme (valeurs extrêmes 6 % et 16 %). En revanche, nous n'avons pas pu mettre en évidence de groupe $4\hbar\omega$ à plus haute énergie d'excitation. Outre le fait qu'il est attendu à la limite de la zone expérimentale, il peut y avoir une explication à cela : le degré de collectivité des résonances géantes décroît avec le nombre de nucléons du noyau. Ce degré de collectivité, déjà faible pour le groupe 4^+ $4\hbar\omega$ du plomb, doit l'être encore plus pour celui de l'étain, ce qui rend son identification difficile, surtout dans une région ou l'accord multipolaire est mauvais.

Force 5^-

De la force 5^- $3\hbar\omega$ est présente à l'état de traces sous la résonance géante octupolaire de l'étain c'est-à-dire entre 20 et 30 MeV d'excitation. Elle épuise environ 5 % de la règle de somme.

S'il existait, le second groupe ($5\hbar\omega$) serait situé aux alentours de 58 MeV d'excitation et sortirait du domaine étudié.

LA FONCTION DE REPONSE DE L'ETAIN POUR T_α = 480 MeV. RESULTATS ET DISCUSSION

Pour cette énergie incidente, notre jeu de données s'étend jusqu'à $E^* = 60$ MeV. L'analyse multipolaire conduit à peu près au même résultat pour les deux jeux de données concernant l'étain. La répartition multipolaire obtenue est montrée figure IV. 36 et tableaux IV.3 ET IV.4.

Par rapport au jeu de données à T_α = 340 MeV, on remarque l'absence de force 3^- à basse énergie d'excitation. Si nous ne l'avons pas observée dans notre jeu de données à T_α = 480 MeV, c'est que celui-ci commence à plus haute énergie d'excitation (7,5 MeV). Comme pour le jeu à 340 MeV, on remarque les faits suivants :

- Présence de force 4^+ sous les résonances géantes quadrupolaire et monopolaire.
- Excitation coulombienne de la GDR. La section efficace d'excitation vaut 1,6 mb.
- Présence de force $1^-_{T=0}$ très étalée et débutant à 23 MeV.
- Existence d'une "HEOR" centrée à 23,2 MeV et mélangée à de la force 5^-.
- Existance probable d'une seconde composante quadrupolaire débutant à 31 MeV.

L'obtention de résultats semblables pour nos deux jeux de données sur l'étain confirme la validité de notre méthode d'analyse multipolaire (cf fig. IV.27 p.119).

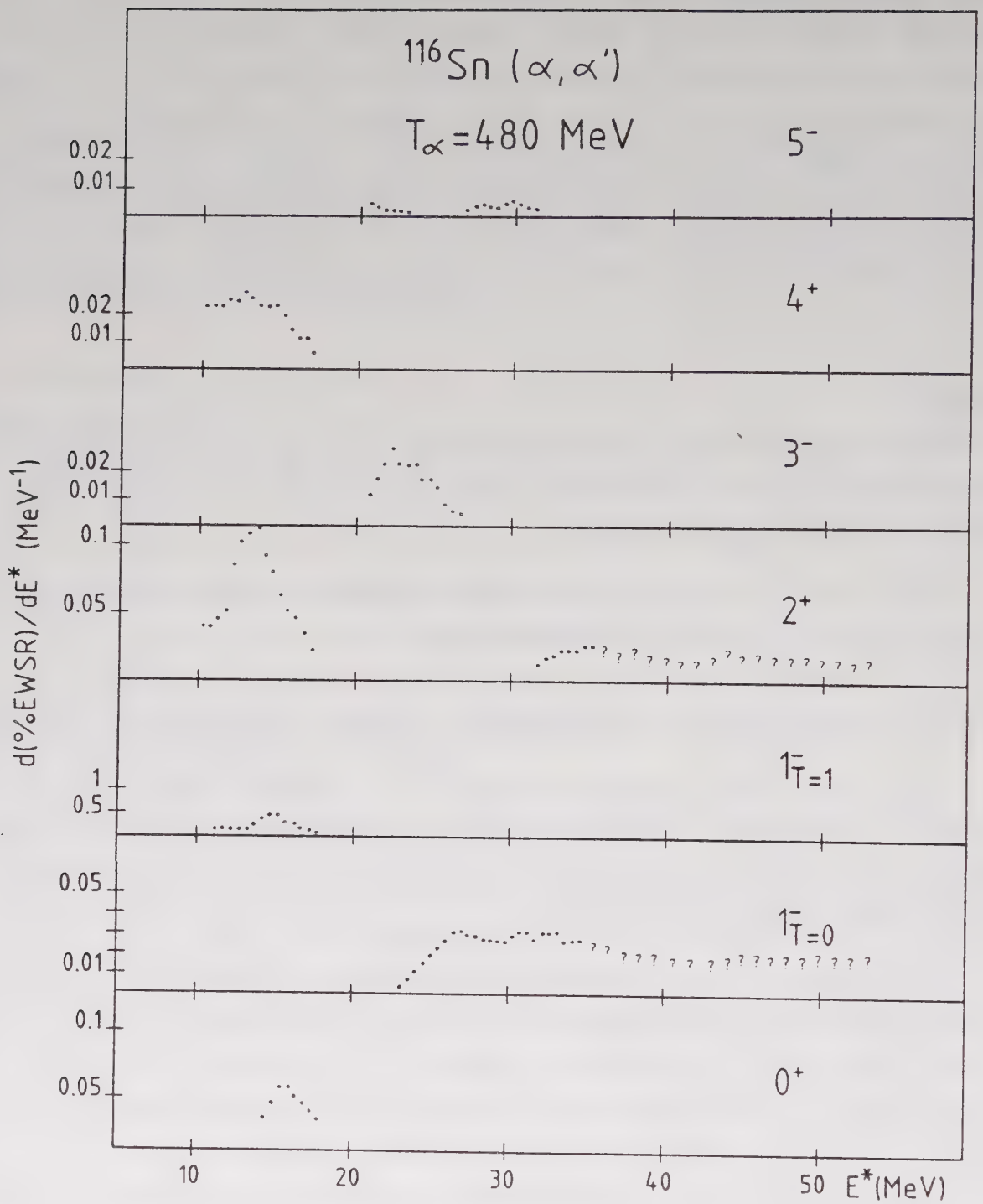


Fig. IV.36 : *Fonction de réponse de l'étain pour* T_α = *480 MeV.*

LA FONCTION DE REPONSE DU NICKEL POUR T_α = 340 MeV. RESULTATS ET DISCUSSION

Elle est montrée figure IV.37. Passons à une description succinte.

Force 0^+

La force monopolaire n'apparaît pas dans nos spectres comme un pic isolé. Elle est au contraire noyée et mélangée dans un large pic englobant aussi la résonance géante quadrupolaire. Notre méthode d'analyse nous a cependant permis de séparer les composants du mélange car dans ce noyau, les distributions angulaires 0^+ et 2^+ sont assez différentes. La force monopolaire que nous observons a son centroïde à E^* = 22,2 MeV et sa largeur vaut 5 MeV. Le pourcentage de règle de somme épuisé est seulement de 11 % (valeurs extrêmes : 5 % et 20 %).

Bien que notre énergie d'excitation soit haute, ces chiffres sont en accord avec ce que l'on connait déjà de la GMR dans le nickel. (cf tableau IV. 5 p. 145 et références incluses.)

L'éventail très ouvert des valeurs du tableau vient sans doute du fait que la GMR dans le nickel correspond à une section efficace relativement faible et difficile à démêler de la GQR.

Force $1^-_{T=0}$

Nous observons quelques indications pour la présence de force dipolaire isoscalaires commençant à $E^* \simeq 32$ MeV. Mais les accords multipolaires sur lesquels nous nous basons pour mettre la force dipolaire en évidence sont mauvais. Comme dans tous nos autres jeux de données, l'accord multipolaire se dégrade, en effet, pour $E^* \gtrsim$ 35 MeV. Le degré de confiance à accorder à ce résultat n'est donc pas très grand.

Force $1^-_{T=1}$

Comme dans le plomb et l'étain, il est nécessaire d'inclure dans notre analyse de la force dipolaire isovectorielle. La section efficace mise en jeu dans le cas du nickel est cependant plus petite que pour les deux autres noyaux (0,35 mb).

Force 2^+

Nous observons dans le nickel une résonance géante quadrupolaire scindée en deux parties (l'existence des deux composantes se voit d'ailleurs très bien dans nos spectres bidimensionnels). La première composante est centrée à E^* = 13,5 MeV et la seconde à E^* = 16,2 MeV. L'ensemble a environ 6 MeV de largeur et épuise 100 % de la règle de somme telle que nous l'avons appliquée (valeurs extrêmes : 80 % et 120 %).

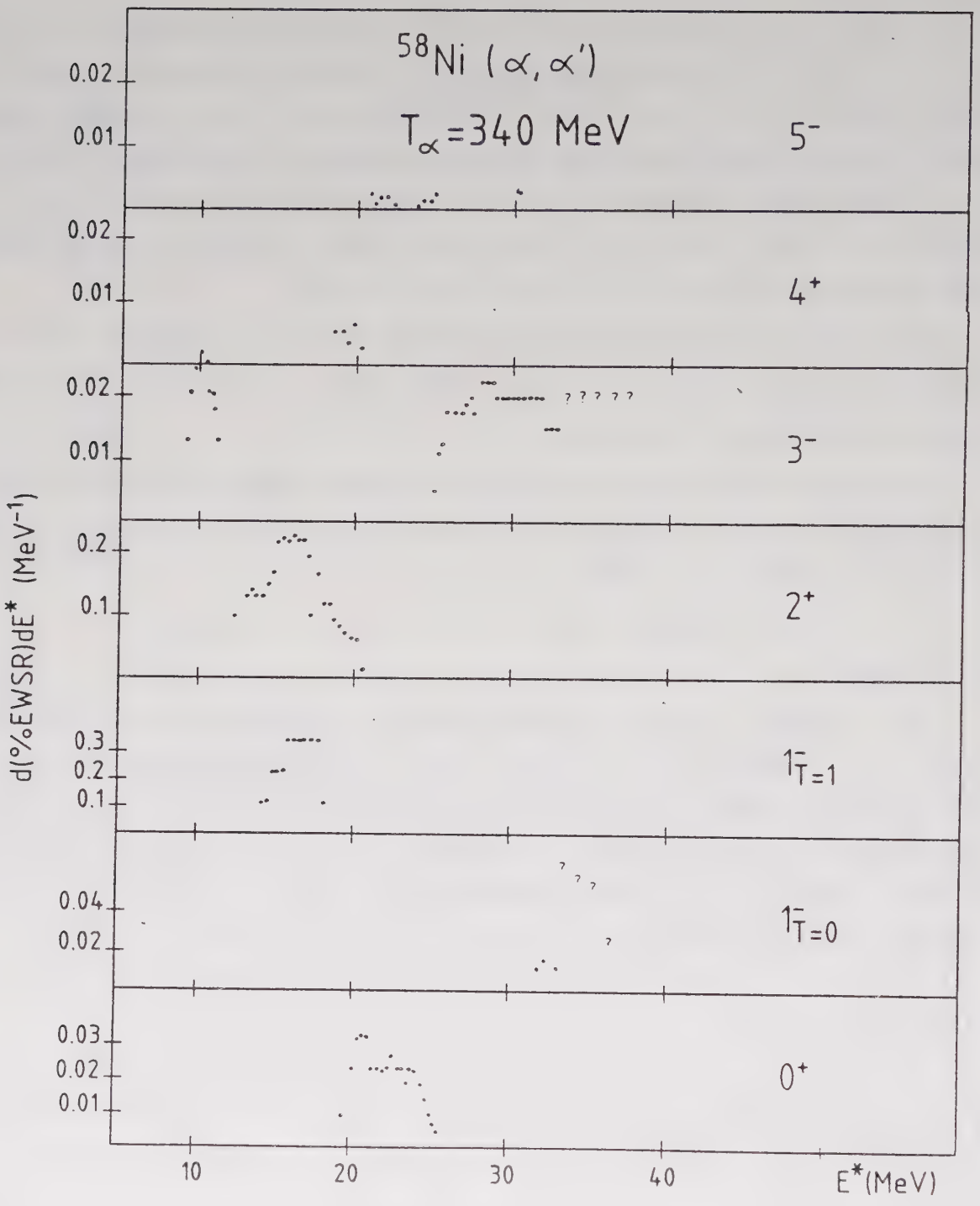


Fig. I.37 : *Fonction de réponse du nickel pour T_α = 340 MeV.*

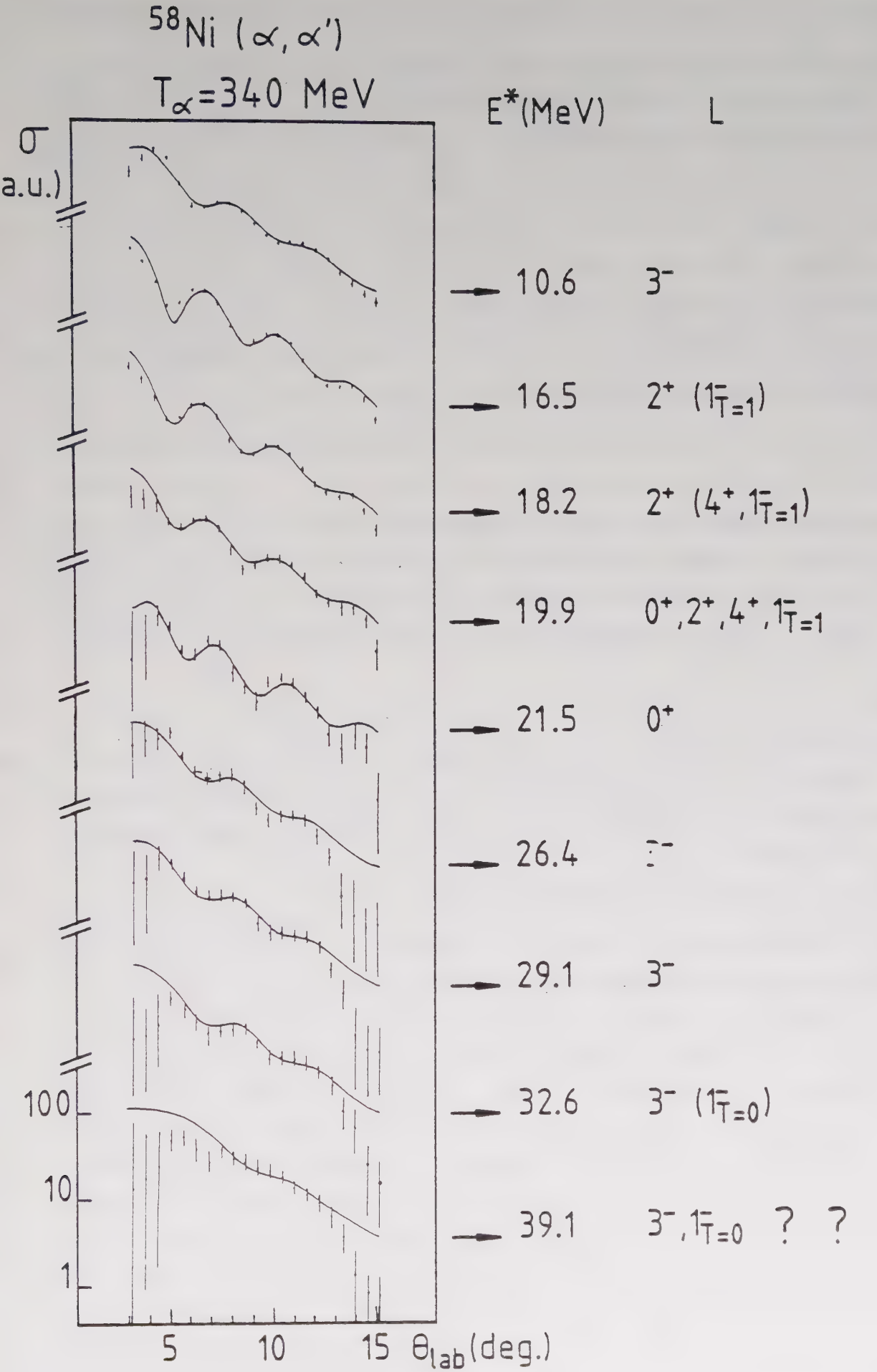


Fig. IV.38 : *Les ajustements multipolaires pour quelques tranches du spectre bidimensionnel du nickel. La qualité des ajustements se dégrade pour* $E^* > 35$ *MeV.*

Force 3^-

La force 3^- que nous observons dans le nickel a deux composantes. La première est du type $1\hbar\omega$: elle est centrée à $E^* = 10$ MeV et épuise 5 % ± 3 % de la règle de somme. Ces caractéristiques l'identifient avec la résonance octupolaire de basse énergie (LEOR) située à $32\ A^{-1/3}$ MeV (MOS 78). La force 3^- à basse énergie d'excitation a fait l'objet d'un article de revue par Bernstein (BER 69). Inoue (INO 68) et Bruge et al (BRU 72) la trouvent fragmentée en quatre états situés à E=4,47 , 6,0 , 6,8 , et7,5 MeV. Ces auteurs n'ont pas cherché de force 3^- à plus haute énergie d'excitation, ce qui explique l'apparent désaccord entre leur résultat et le notre. Il reste que nous observons bel et bien une LEOR dans le nickel, ce qui est nouveau.

La seconde composante 3^- que nous observons est du type $3\hbar\omega$. Elle commence à $E^* = 25$ MeV et continue jusqu'à la plus haute énergie d'excitation analysée, soit $E^* \sim 38$ MeV. Elle épuise au moins 25 % de la règle de somme et s'identifie avec la "HEOR". C'est la première fois qu'elle est observée dans le nickel.

Force 4^+

Nous observons un peu de force 4^+ $2\hbar\omega$ dans le nickel, dans la région des résonances géantes quadrupolaire et monopolaire. Cette force n'est présente qu'à l'état de traces et le degré de certitude de sa présence est assez médiocre.

Force 5^-

Pour cette multipolarité aussi, nous observons des traces de force ($3\hbar\omega$) vers $E^* = 23$ MeV, avec un mauvais degré de certitude.

FONCTION DE REPONSE COMPAREE POUR LES TROIS NOYAUX. RESULTATS ET DISCUSSION

Sur la figure IV.39 se trouvent les trois fonctions de réponse, tracées en fonction de $E^* A^{1/3}$. Cette présentation montre bien les points communs et les différences entre les trois noyaux. Les différences apparaissent surtout à haute énergie d'excitation.

- Alors que la force octupolaire dans l'étain est bien concentrée, celle du plomb et du nickel s'étale très loin en énergie.

- La force dipolaire isoscalaire n'apparaît pas exactement au même endroit pour les trois noyaux. Rien ne prouve, cependant, que l'énergie du mode considéré suive exactement une loi en $A^{-1/3}$: les effets de surface ou coulombiens peuvent jouer un rôle important et provoquer les déviations observées sur la figure.

- La force $4\hbar\omega$ observée dans le plomb entre 200 et 300 $A^{1/3}$ MeV ne se retrouve pas dans l'étain. A l'inverse, la force quadrupolaire de l'étain, présente entre 150 et 250 $A^{-1/3}$ MeV ne se retrouve pas dans le plomb. (Quant au spectre de nickel, il ne va pas aussi haut en énergie d'excitation). Il est vrai que dans cette région d'énergie, les distributions angulaires expérimentales sont difficilement identifiables. L'étain est un noyau superfluide, ce qui explique qu'il n'existe pas pour le moment de calculs RPA le concernant. Il serait pourtant intéressant de savoir si la différence observée entre les fonctions de réponse du plomb et de l'étain dans la région $4\hbar\omega$ peuvent être comprises théoriquement

Ces différences mises à part, la ressemblance entre les spectres des trois noyaux est frappante. La loi en $A^{-1/3}$ est globalement bien respectée, au moins à basse énergie d'excitation. Ceci reflète le fait que les concentrations de force multipolaire que nous observons sont des propriétés qui dépendent peu des détails propres à chaque noyau.

Rappelons que les pourcentages de règle de somme tels que nous les avons calculés (cf p. 60) sont des mesures contestables du degré de collectivité d'un état nucléaire. Pourtant, ils montrent bien la tendance générale : la force multipolaire n'est vraiment collective que dans les noyaux lourds. La remarque n'est pas nouvelle : on pouvait déjà la faire au seul vu des systématiques sur les résonances géantes connues depuis longtemps (cf pp. 10 à 19 et tableau IV.5.) Cette tendance se confirme pour l'ensemble de la force multipolaire que nous observons dans nos expériences. Par exemple, les multipolarités 4^+ et 5^-, fortement concentrées dans le plomb dans les régions $2\hbar\omega$ et $3\hbar\omega$ ne sont plus présentes qu'à l'état de traces dans le nickel (cf tableau IV.3). Cette dépendance du degré de collectivité en fonction de A a une explication simple : le nombre d'états nucléaires susceptibles de contribuer à la superposition cohérente d'états parti-

cule-trou formant la résonance géante, est plus grand pour les noyaux lourds que pour les noyaux légers.

La figure IV.39 représente aussi la comparaison entre l'expérience et la fonction de réponse calculée par la RPA sur le plomb (DEC 82). L'accord global est bon pour toutes les multipolarités, à une petite restriction près : il est connu que les états RPA de D. Gogny et J. Dechargé sont systématiquement plus hauts de quelques MeV que leurs homologues expérimentaux.

Nous avons aussi comparé nos résultats expérimentaux avec d'autres calculs RPA : ceux de LiU et Brown (LiU 76). Ces auteurs ont calculé la fonction de réponse associée à l'opérateur $r^L Y_L$ (*) pour les noyaux ^{16}O, ^{40}Ca, ^{90}Zr et ^{208}Pb, dans le cadre de la RPA dite "continuum RPA" (cf p. 28). Dans cette approche, les états RPA sont élargis par leur couplage au continu, et la fonction de réponse apparaît comme une fonction continue dépendant de l'énergie d'excitation. La présentation des résultats de LiU et Brown pour plusieurs noyaux (fig. IV.40, 41, 42, 43) montre que la fonction de réponse varie régulièrement avec A, la force multipolaire s'étalant de plus en plus pour les noyaux légers. Ces observations sont en accord avec nos résultats expérimentaux, de même que la forme globale de la fonction de réponse.

Il faut remarquer en particulier l'importance concentration de force 4^+ $2\hbar\omega$ (fig. IV.43), et l'étalement prononcé vers les hautes énergies de la force 3^- (fig. IV.42) dans la fonction de réponse du plomb. Ces caractéristiques sont en accord avec nos résultats expérimentaux.

---

* $r^2 Y_o$ pour les modes monopolaires. Malheureusement les auteurs ne calculent pas la répartition de la force $1^-_{T=0}$.

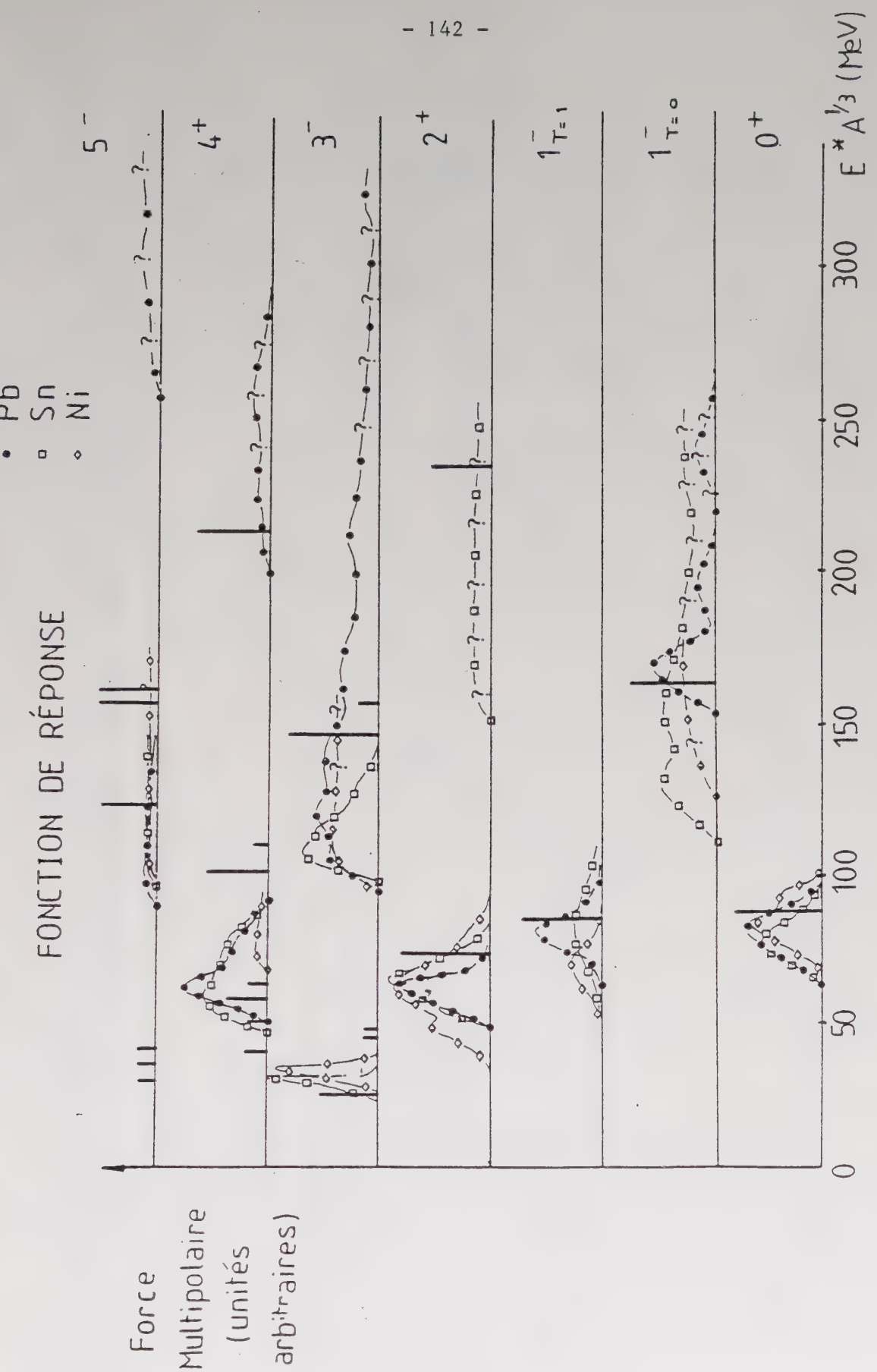


Fig. IV.39 : *La fonction de réponse comparée pour les trois noyaux. Pour le plomb, l'étain et le nickel, il s'agit respectivement de nos jeux de données à 340, 480 et 340 MeV. On trouve en ordonnées la dérivée du pourcentage de règle de somme par rapport à l'énergie d'excitation. L'échelle linéaire, est différente pour les trois noyaux. Les traits verticaux représentent la fonction de réponse calculée par la RPA sur le plomb (DEC 82). Seuls les principaux états RPA sont représentés.*

	^{208}Pb T_α = 340 MeV	^{208}Pb T_α = 480 MeV	^{116}Sn T_α = 340 MeV	^{116}Sn T_α = 480 MeV	^{58}Ni T_α = 340 MeV
0^+	111 ± 15	115 ± 20	28 ± 10	22 ± 10	$11 \pm \begin{matrix}9\\6\end{matrix}$
$1^-_{T=0}$	$34 \pm \begin{matrix}36\\14\end{matrix}$ ($26 \leq E^* \leq 31$ MeV) $10 \pm \begin{matrix}15\\5\end{matrix}$ ($31 \leq E^* \leq 36$ MeV)	$55 \pm \begin{matrix}65\\30\end{matrix}$ ($26 \leq E^* \leq 31$ MeV)	$22 \pm \begin{matrix}23\\12\end{matrix}$ ($23 \leq E^* \leq 35$ MeV)	$28 \pm \begin{matrix}32\\18\end{matrix}$ ($23 \leq E^* \leq 35$ MeV)	Possible presence
2^+	81 ± 10	93 ± 10	$43 \pm \begin{matrix}12\\8\end{matrix}$ (GQR) $17 \pm \begin{matrix}17\\13\end{matrix}$ ($31 \leq E^* \leq 35$ MeV)	$49 \pm \begin{matrix}11\\9\end{matrix}$ (GQR) $25 \pm \begin{matrix}25\\20\end{matrix}$ ($31 \leq E^* \leq 40$ MeV)	100 ± 20
3^-	$150 \pm \begin{matrix}50\\60\end{matrix}$ ($16 \leq E^* \leq 35$ MeV)	$185 \pm \begin{matrix}55\\75\end{matrix}$ ($16 \leq E^* \leq 35$ MeV)	12 ± 7 (LEOR) 14 ± 5 (HEOR)	11.5 ± 4 (HEOR)	5 ± 3 (LEOR) 25 ± 10 (HEOR)
4^+	62 ± 10 ($10 \leq E^* \leq 16$ MeV) 20 ± 10 ($34 \leq E^* \leq 47$ MeV)	70 ± 15 ($10 \leq E^* \leq 16$ MeV)	11 ± 5 ($10 \leq E^* \leq 17$ MeV)	14 ± 5 ($10 \leq E^* \leq 17$ MeV)	~ 3
5^-	26 ± 10 ($16 \leq E^* \leq 26$ MeV)	$16 \pm \begin{matrix}9\\6\end{matrix}$ ($16 \leq E^* \leq 26$ MeV)	~ 5	~ 3	~ 2

Tableau IV.3

Pour centages de règle de somme EWSR obtenus au terme de notre analyse. Conformément à l'usage, nous donnons ces chiffres, bien que la règle de somme EWSR soit d'une validité contestable dans le domaine que nous avons exploré expérimentalement (cf. p. 60).

	^{208}Pb T_α = 340 MeV	^{208}Pb T_α = 480 MeV	^{116}Sn T_α = 340 MeV	^{116}Sn T_α = 480 MeV	^{58}Ni T_α = 340 MeV
	E^* Γ	E^* Γ	E^* Γ	E^* Γ	E^* Γ
$L=0^+$	13,9 ± 0,2 2,0 ± 0,3 (GMR)	13,9 ± 0,2 2,1 ± 0,3 (GMR)	15,8 ± 0,2 3 ± 0,3 (GMR)	16,0 ± 0,3 3,1 ± 0,3 (GMR)	22,2 ± 1 5 ± 0,6 (GMR)
$1^-_{T=0}$	26 < E^* < 31 MeV 31 < E^* < 35 MeV	26 < E^* < 31 MeV 31 MeV < E^* < ?	24 MeV < E^* < ? (ISGDR)	23 MeV < E^* < ? (ISGDR)	32 MeV < E^* < ? ISGDR ?
2^+	9,5 ± 0,2 10,9 ± 0,2 2,8 ± 0,3 (GQR)	9,5 ± 0,2 10,9 ± 0,2 3,0 ± 0,3 (GQR)	13,3 ± 0,2 4 ± 0,3 (GQR) 31 MeV < E^* < ? (4$\hbar\omega$)	13,5 ± 0,2 4 ± 0,3 (GQR) 31 MeV < E^* < ? (4$\hbar\omega$)	13,5 ± 0,2 16,2 ± 0,3 6 ± 1 (GQR)
3^-	16,5 MeV < E^* < ? (HEOR)	16,5 MeV < E^* < ? (HEOR)	7 ± 0,5 1 ± 0,4 (LEOR) 23,5 ± 0,3 5 ± 0,4 (HEOR)	– 23,2 ± 0,3 4,5 ± 0,4 (HEOR)	10 ± 0,2 1,5 ± 0,3 25 MeV < E^* < ? (HEOR)
4^+	11,5 ± 0,3 4 ± 0,4 (2$\hbar\omega$) 34 MeV < E^* < ? (4$\hbar\omega$)	11,5 ± 0,3 4,5 ± 0,4 (2$\hbar\omega$) —	12,5 ± 0,3 4,5 ± 0,4 (2$\hbar\omega$)	13 ± 0,3 5,5 ± 0,5 (2$\hbar\omega$)	17 < E^* < 23 MeV (2$\hbar\omega$)
5^-	16 < E^* < 25 MeV	16 < E^* < 25 MeV	20 < E^* < 30 MeV	20 < E^* < 32 MeV	?

Tableau IV.4

Energie d'excitation et largeur (en MeV) des principales concentrations multipolaires observées au cours de ce travail

Tableau IV. 5

Résumé des travaux antérieurs portant sur les résonances géantes dans ^{58}Ni, ^{116}Sn et ^{208}Pb

0^+ (GMR)				
Noyau	E^*(MeV)	Γ(MeV)	% EWSR	Réf.
^{58}Ni	17,1 ± 0,3	2,5 ± 0,3	10	LEB 81
	non observés			YOU 81
	20 ± 0,5	2 ± 0,5	120 ± 20	BER 80
			40 ± 10	
	18,5 ± 0,5	6 ± 0,5	-	WIL 80
^{116}Sn	15,5 ± 0,25	3,2 ± 0,3	45	LEB 81
	15,6 ± 0,3	4,1 ± 0,3	180 ± 60	YOU 81
^{208}Pb	13,2 ± 0,3	2,8 ± 0,25	92	BUE 79
	13,7 ± 0,4	3 ± 0,5	90 ± 20	YOU 81
	13,8 ± 0,3	2,6 ± 0,3	85	MOR 80
	13,9 ± 0,4	3,2 ± 0,4	73 ± 15	BER 80
			77 ± 15	
	13,5 ± 0,3	2,8 ± 0,2	51 ± 10	WIL 80
	13,9 ± 0,3	2,5 ± 0,4	110 ± 22	HAR 77
	13,7 ± 0,4	3,0 ± 0,5	105 ± 20	YOU 77

$1^-_{T=0}$ (IS GDR)				
Noyau	E^*(MeV)	Γ(MeV)	% EWSR	Réf.
^{58}Ni				
^{116}Sn				
^{208}Pb	21,5 ± 0,3	5,6 ± 0,3	12 ± 7	DJA 82
	21,3 ± 0,8	5,9 ± 0,8	90	MOR 80

2^+ (GQR)				
Noyau	E^*(MeV)	Γ(MeV)	% EWSR	Réf.
^{58}Ni	16,3	4,5	57 ± 6	TOR 73
	16,5 ± 0,5	4,2 ± 0,5	50 ± 10	KOC 73
	16,2 ± 0,3	4,25 ± 0,4	43	LEB 81
	16,4 ± 0,2	4,9 ± 0,2	55 ± 15	YOU 76
	16,0			MOA 73
	16,0 ± 0,5	3,6 ± 0,4	45	BER 80
	16,0 ± 0,5	4,5 ± 0,3	50 ± 10	CHA 75
	16,5 ± 0,3	6,0 ± 0,5		WIL 80
^{116}Sn	12		120 ± 36	TOR 78
	13,15 ± 0,25	3,6 ± 0,3	60	LEB 81
	13,2 ± 0,2	3,3 ± 0,2	84 ± 25	YOU 81
^{208}Pb	10,6 ± 0,25	2,8 ± 0,25	100	BU 79
	10,9 ± 0,3	2,6 ± 0,3	70	MOR 80
	10,9 ± 0,3	2,4 ± 0,4	77 15	BER 80
	10,9 ± 0,3	2,6 ± 0,3		MOR 79
	9	1 ± 0,1	7 ± 1	DJA 82
	10,6	2 ± 0,2	24 ± 3	
	10,9 ± 0,5	5,9	165 ± 66	HOR 75
	~ 11		~ 90	MOA 73
	10,8 ±	2,7 ± 0,2	80 ± 20	SCH 75
	10,9 ± 0,3	3,0 ± 0,3	145 ± 30	HAR 77
	11,0 ± 0,2	2,7 ± 0,3	80 ± 20	YOU 77

Tableau IV. 6

Résumé des travaux antérieurs portant sur les résonances géantes dans ^{58}Ni, ^{116}Sn et ^{208}Pb

3^- (LEOR)				
Noyau	E^*(MeV)	Γ(MeV)	% EWSR	Réf.
^{58}Ni	fragmentée en 4 états à 4,47 , 6,07 , 6,85 et 7,55 MeV		18	BER 69
^{116}Sn	6,5		23	MOS 78
^{208}Pb	inexistant			MOS 78

3^- (HEOR)				
Noyau	E^*(MeV)	Γ(MeV)	% EWSR	Réf.
^{58}Ni				
^{116}Sn	22,9 ± 1	6,5 ± 1	22 ± 6	CAR 80
	24,4 ± 1,5	∿ 7	74	YAM 81
^{208}Pb	16-21		44	NAG 73
	17,5	4,2 ± 0,7	60-90	PIT 74
	16,6	5,4	50-180	SAS 77
	20,5 ± 1	∿ 5	78 ± 15	YAM 81
	19,1 ± 1	5,3 ± 0,8	20 ± 6	CAR 80
	17,5 ± 0,8	4,8 ± 0,8	60 ± 20	MOR 80
	17,6 ± 0,3	∿ 5	- L=4 ?	DJA 82

4^+ (2 $\hbar\omega$)				
Noyau	E^*(MeV)	Γ(MeV)	% EWSR	Réf.
^{58}Ni				
^{116}Sn				
^{208}Pb	Région de la GQR		6	DJA 82
	10,9	contribution d'autres multipolarités	5-16	MOR 80
	9-15		20	WAM 79
	Région de la GQR		20	HAR 77

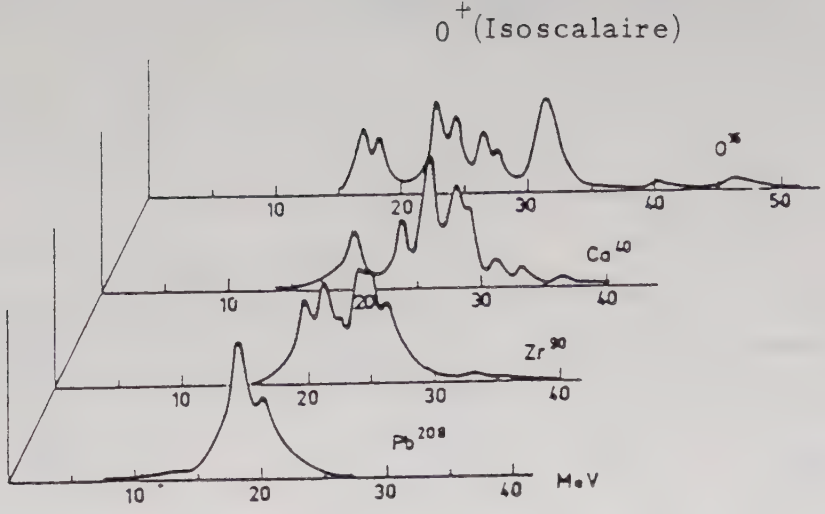


Fig. IV.40 : *Fonction de réponse calculée par la RPA (LiU 76) pour la multipolarité* 0^+

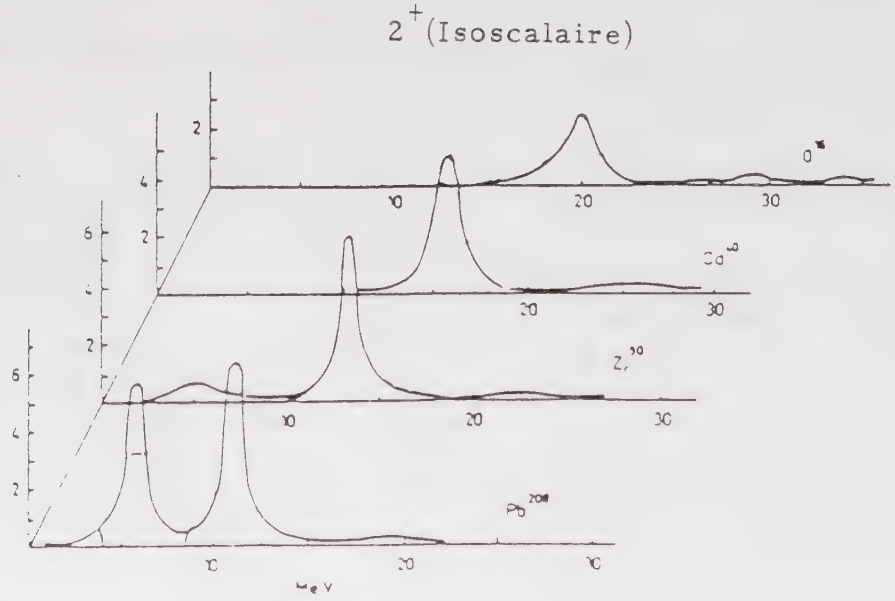


Fig. IV.41 : *Fonction de réponse calculée par la RPA (LIU 76) pour la* multipolarité 2^+

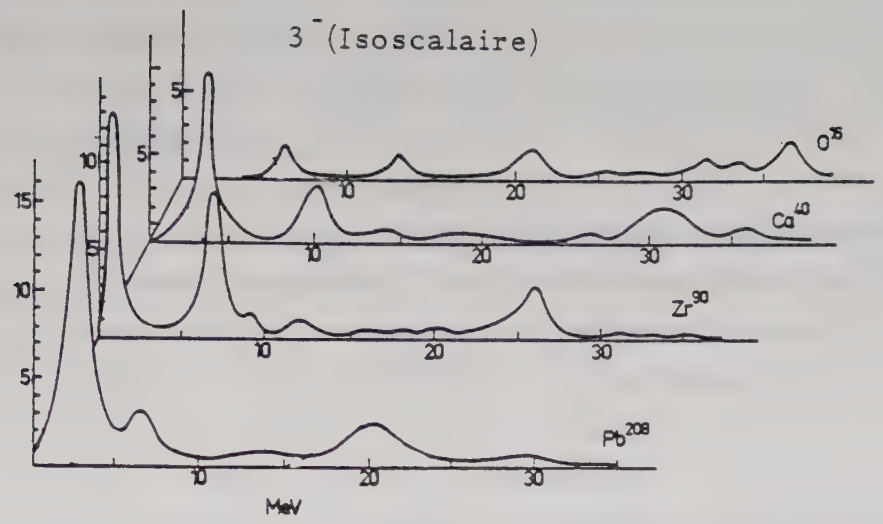


Fig. IV. 42 : *Fonction de réponse calculée par la RPA (LIU 76) pour la multipolarité* 3^-.

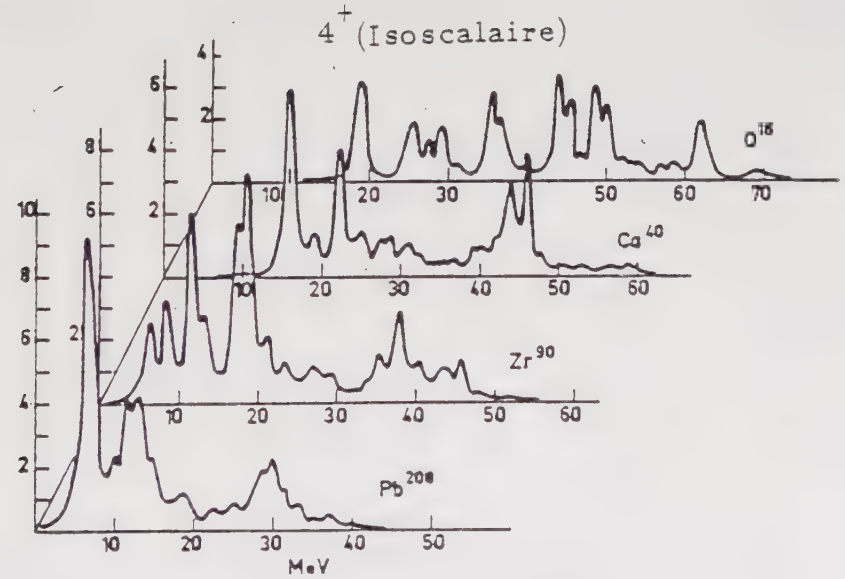


Fig. IV.43 : *Fonction de réponse calculée par la RPA (LIU 76) pour la multipolarité* 4^+.

LES INTERFERENCES

Nous nous sommes demandés pourquoi nos accords multipolaires se dégradaient à haute énergie d'excitation. Ceci est une caractéristique commune à nos cinq jeux de données, et a pour conséquence l'impossibilité d'extraire des informations quantitatives de notre analyse pour $E^* > 35$ MeV . L'information qualitative sur la présence des différentes multipolarités est préservée jusqu'à $E^* = 40$ MeV environ. La statistique de nos données expérimentales n'est pas responsable de la mauvaise qualité de ces accords multipolaires : on pourra s'en convaincre au vu des figures (IV.29, 35, 38), qui montrent les barres d'erreurs correspondantes : même compte tenu des erreurs statistiques, les distributions angulaires expérimentales des tranches en énergie situées à haute énergie d'excitation apparaissent atypiques et très structurées. L'adjonction dans notre analyse de multipolarités plus élevées ($L \gtrsim 6$) n'aurait probablement pas permis d'améliorer ces accords multipolaires, puisque les distributions angulaires $\sigma_L(\theta)$ correspondantes sont peu structurées, et que toute combinaison linéaire de σ_L l'est nécessairement encore moins.

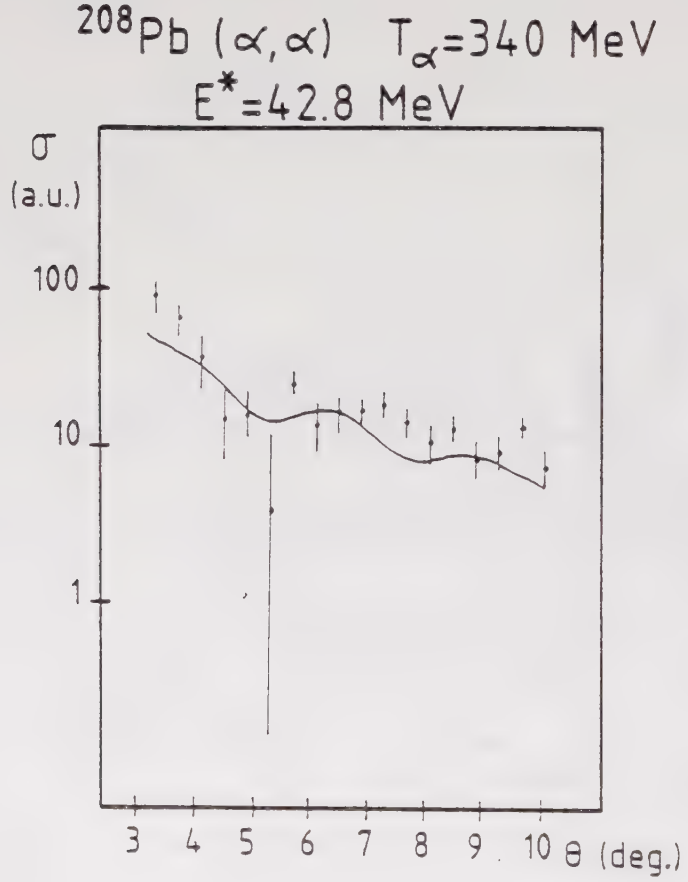


Fig. IV.44 : *Exemple de mauvais ajustement multipolaire pour une tranche située à haute énergie d'excitation. La distribution angulaire expérimentale est atypique et ne peut être reproduite correctement par une simple combinaison linéaire de plusieurs $\sigma_L(\theta)$.*

Nous présentons ici une explication possible pour ces mauvais accords. Chaque mode collectif de vibration du noyau est amorti par son couplage au continuum ou aux états 2p 2t. La durée de vie d'un tel mode n'étant pas illimitée, il convient de lui associer une largeur d'autant plus grande que le mode est situé plus haut en énergie d'excitation.

Il peut advenir que, du fait de cet élargissement, deux modes collectifs de vibration du noyau se chevauchent dans les spectres d'excitation (fig. IV.45). Faut-il alors analyser les spectres d'excitation en sommant les amplitudes associées aux deux modes (sommes cohérentes), ou en sommant leurs sections efficaces (sommes incohérentes) ?

Si les deux états sont discernables, la mécanique quantique ordonne de sommer les sections efficaces. C'est le cas quand on a affaire à deux états de multipolarité différente (la multipolarité d'un état est en effet une observable). Nous avons analysé le mélange des différentes multipolarités présentes dans nos spectres en termes de somme incohérente (formule (35)), et cette procédure trouve ici sa justification : tous ces états étaient discernables.

Si, par contre, les états 1 et 2 ont les mêmes nombres quantiques (même multipolarité, même parité ..) les deux états sont indiscernables, et il convient de les analyser comme une somme cohérente d'amplitudes correspondant à chacun d'eux.

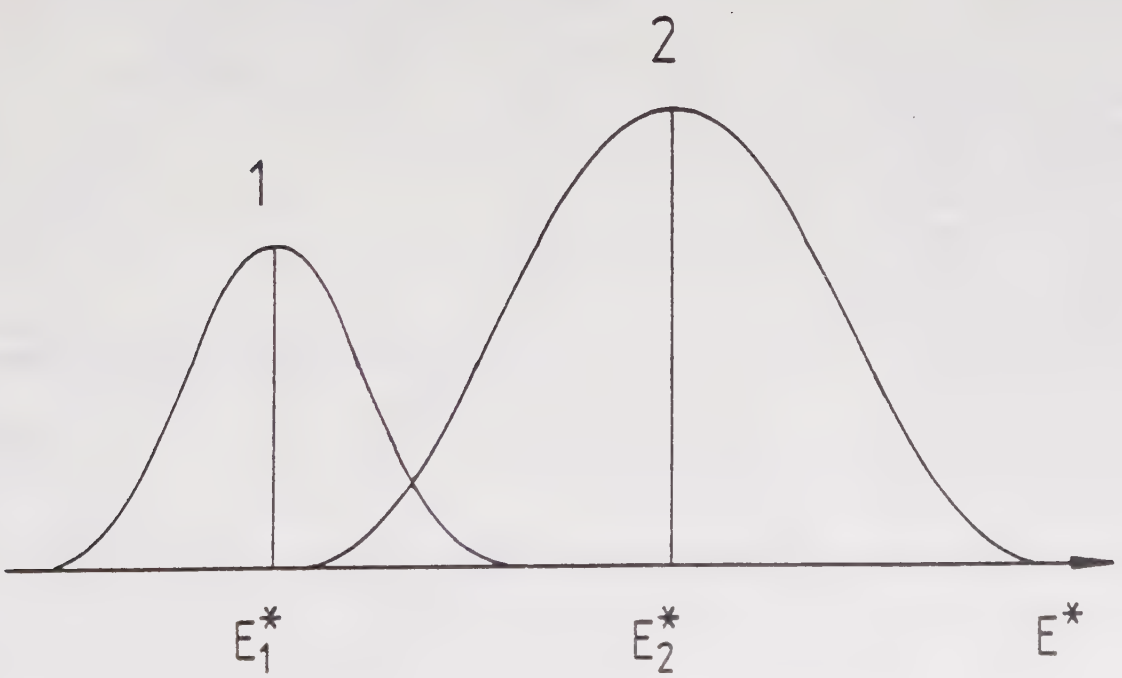


Fig. IV.45 : *Deux modes collectifs de vibration du noyau peuvent se chevaucher dans les spectres d'excitation.*

Nous allons montrer par un exemple quelle peut être l'influence de telles interférences sur la forme de la distribution angulaire d'une tranche en énergie située dans la région où les deux états se recouvrent. Nous avons choisi deux états RPA (DEC 80 et 82) de multipolarité 3^-, susceptibles de se chevaucher ($E_1^* = 24$ MeV et $E_2^* = 26$ MeV) et ayant des densités de transition très différentes (fig. IV.46).

Si $\sigma_1(\theta)$ est associé à l'état 1 seul, on peut écrire

$$\sigma_1(\theta) = \sum_i |a_{1i} \quad (\theta)|^2$$

et de même

$$\sigma_2(\theta) = \sum_i |a_{2i} \quad (\theta)|^2 .$$

σ_1 et σ_2 sont calculés dans le cadre de la théorie DWBA, les potentiels de transition étant obtenus à partir des densités de transition microscopiques ρ_{tr1} et ρ_{tr2} grâce à la formule (16) p 46.

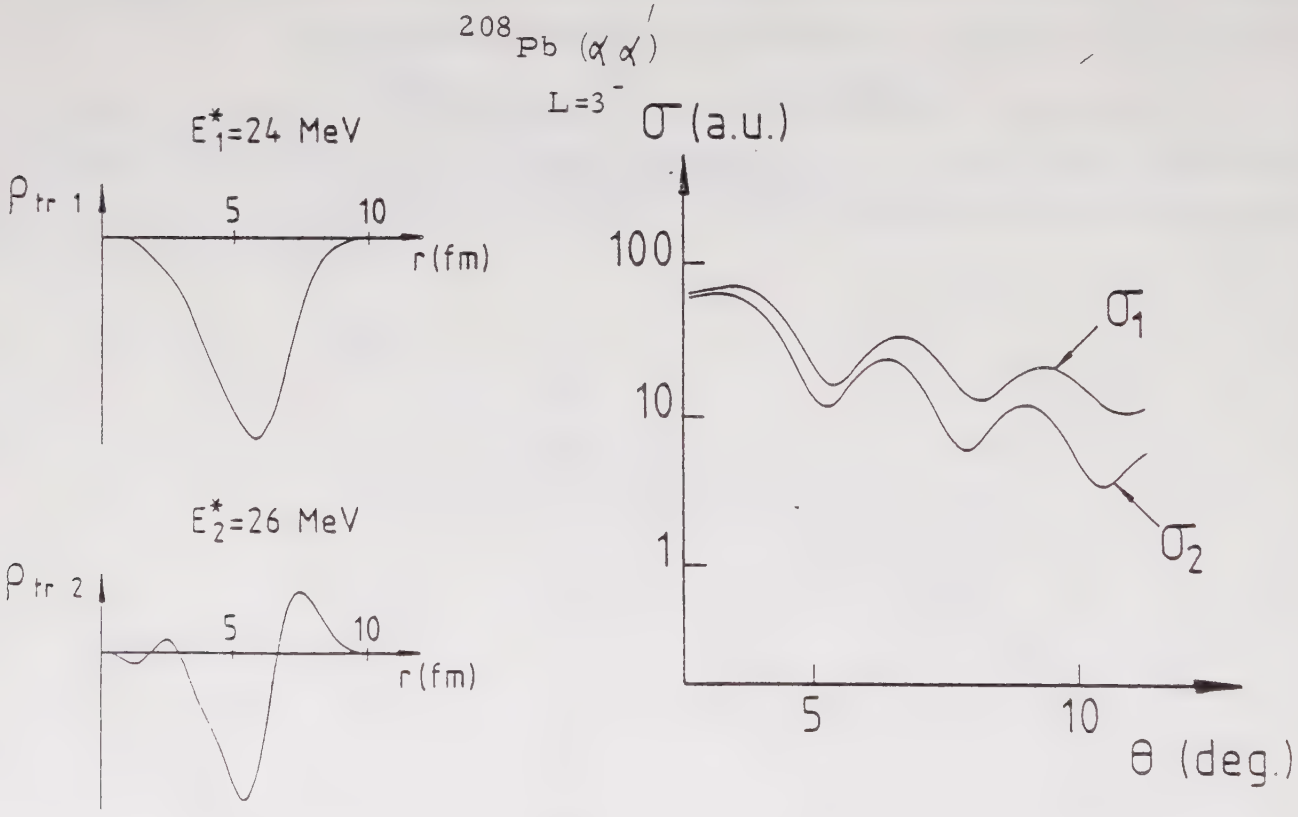


Fig. IV.46 : *Bien que les densités de transition ρ_{tr_1} et ρ_{tr_2} (DEC 82) soient très différentes, les distributions angulaires σ_1 et σ_2 qui leur sont associées sont assez semblables au moins jusqu'à 10°, et ont en commun la caractéristique 3^-.*

Nous avons calculé la distribution angulaire d'interférence :

$$\sigma_{int}(\theta) = \sum_i |a_1\, i\,(\theta) + \alpha\, e^{i\phi}\, a_2\, i\,(\theta)|^2 .$$

Dans cette formule, ϕ représente la phase entre les deux états, et α (réel positif) leur amplitude relative. α dépend de la tranche en énergie que l'on étudie. Si cette tranche est proche de E_1^*, la contribution de l'état 2 à la section efficace d'interférence est faible et α est petit. Si la tranche est proche de E_2^*, la contribution de l'état 2 à σ_{int} est dominante et α est grand.

Dans notre calcul, nous avons traité α et ϕ comme deux paramètres libres. On voit sur la figure IV.46 que les distributions angulaires $\sigma_1(\theta)$ et $\sigma_2(\theta)$ se ressemblent beaucoup : toutes deux ont une allure typique de la multipolarité 3^-, malgré leurs densités de transition très différentes.

$\sigma_{int}(\theta)$ est tracé sur la figure IV.47 pour $\alpha = 1$ et pour quelques valeurs de ϕ. Dans le cas $\phi = 0$, nous avons affaire à une distribution angulaire apériodique ayant totalement perdu la caractéristique 3^-. Cette distribution angulaire ressemble qualitativement à nos distributions angulaires expérimentales pour les hautes énergies d'excitation.

Ainsi donc, l'interférence entre deux états de même multipolarité peut engendrer des distributions angulaires n'ayant plus du tout l'allure caractéristique de cette multipolarité. Evidemment, toute décomposition multipolaire sur une telle distribution angulaire est très hasardeuse !

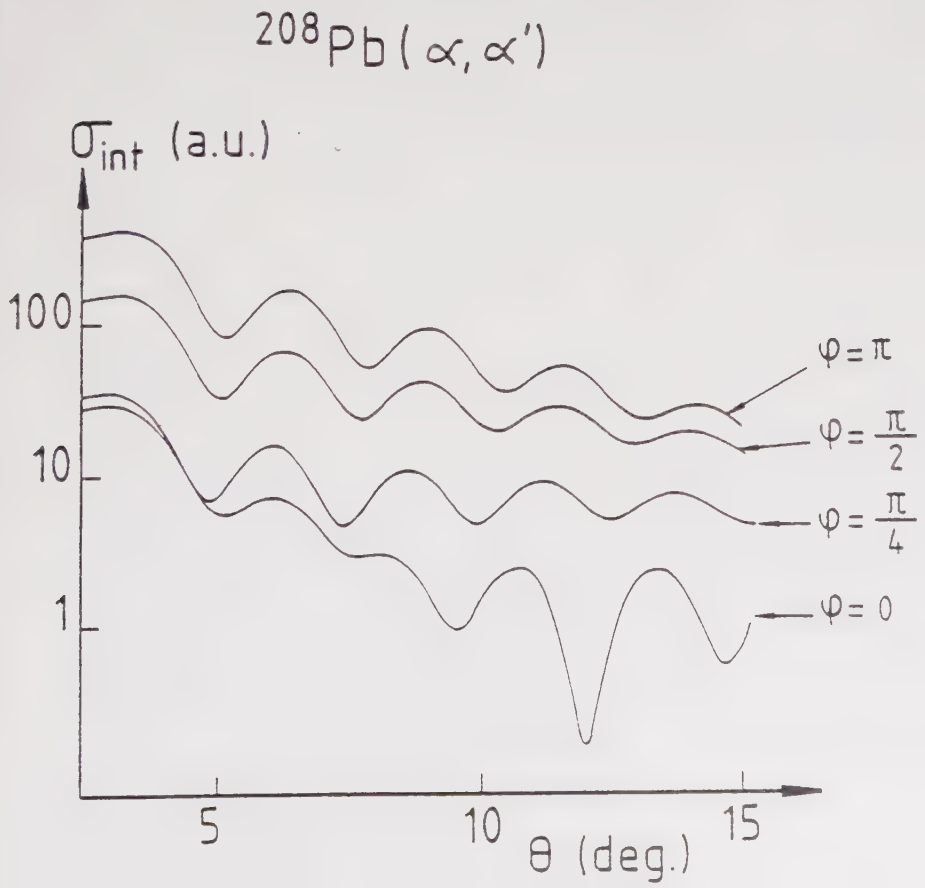


Fig. IV.47 : *Les distributions angulaires obtenues en sommant de façon cohérente les contributions des états 1 et 2, quatre valeurs de la phase sont représentées. Sur cet exemple, les effets d'interférence les plus marqués sont obtenus pour $\phi \simeq 0$. Dans ce cas, la distribution angulaire devient atypique, et perd totalement la caractéristique 3^-.*

De tels effets d'interférence existent en principe tout le long du spectre d'excitation. Nous venons d'en donner un exemple (purement de principe) pour $E^* \simeq 25$ MeV. Dans la pratique, nous avons vu que pour $E^* < 35$ MeV, les distributions angulaires expérimentales sont reproduites aisément par des mélanges incohérents de multipolarités. C'est seulement pour $E^* > 35$ MeV que les effets d'interférence semblent avoir des conséquences notables sur les distributions angulaires. Ceux-ci s'amplifient à plus haute énergie d'excitation, ce qui peut s'expliquer pour deux raisons :

1) la densité d'état RPA dans le spectre croît avec E^* et avec L.

2) Chaque état est d'autant plus large que son énergie est élevée.

Les chevauchements d'états de même multipolairté deviennent donc probables à haute énergie d'excitation, surtout pour les grandes multipolarités.

Chapitre V

PERSPECTIVES EXPERIMENTALES ET CONCLUSION

Chapitre V

PERSPECTIVES EXPERIMENTALES

L'étude expérimentale de la force multipolaire à haute énergie d'excitation est rendue difficile à cause de la présence d'un mélange complexe de multipolarités. En outre, les effets d'interférence que nous venons d'étudier gêneront probablement toute expérience ultérieure dans ce domaine d'énergie. Peut-être des réactions très sélectives permettront-elles d'aller plus loin. Trois voies semblent prometteuses pour continuer l'étude des résonances géantes : nous parlerons successivement de la diffusion d'ions lourds de moyenne énergie, des expériences où les particules de désexcitation sont détectées en coïncidence avec le projectile, et des expériences à zéro degré.

1) La diffusion d'ions lourds de moyenne énergie

Des arguments d'adaptation des vitesses et des moments angulaires montrent qu'ils excitent préférentiellement les grandes multipolarités. De plus, le fond continu présent sous la force multipolaire est réduit par l'absence des processus quasi-élastiques. La figure V.1 illustre l'intérêt des ions lourds.

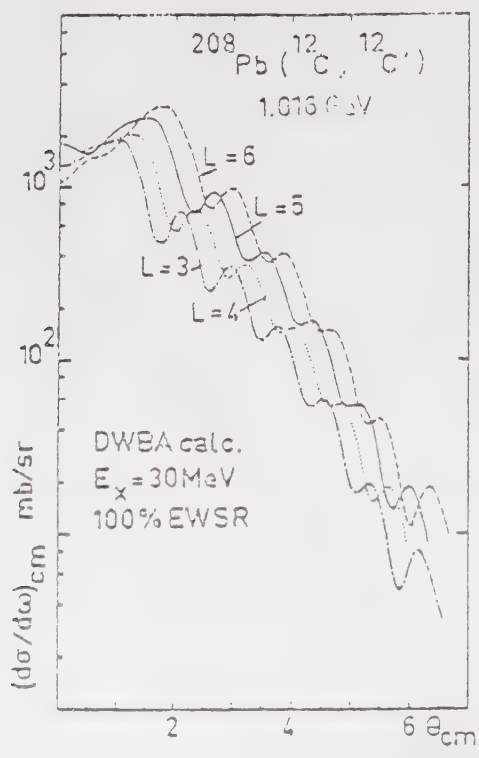


Fig. V.1 : *Les distributions angulaires calculées dans le cadre de la DWBA pour la réaction $^{208}Pb(^{12}C\ ^{12}C')$ à T_c = 1,016 GeV (BUE 81).*

Elle montre les distributions angulaires théoriques calculées en DWBA pour l'excitation des multipolarités 3^-, 4^+, 5^-, 6^+ dans le plomb, avec des projectiles de ^{12}C à 1 GeV. Les paramètres optiques sont ceux obtenus à partir des données élastiques mesurées au CERN (BUE 81). L'examen de ces calculs, normalisés à 100 % de la règle de somme, montre que les sections efficaces prévues sont très grandes ; de 100 à 2000 mb/sr, dans un domaine angulaire accessible expérimentalement. Chaque multipolarité ayant une distribution angulaire de forme différente, il y a espoir de pouvoir démêler leurs contributions respectives par une analyse semblable à celle présentée dans ce travail.

Il s'agira, pourtant, d'expériences difficiles, pour plusieurs raisons :

- les faisceaux d'ions lourds devront avoir une intensité suffisante pour permettre d'obtenir une statistique satisfaisante dans un temps raisonnable. Cette condition semble pouvoir être remplie à Ganil ; elle sera plus difficile à satisfaire à Saturne, en attendant le futur injecteur MIMAS.

- Dans le cas général, il faudra démêler dans les spectres expérimentaux les états excités de la cible et ceux du projectile. Pour cette raison, il sera intéressant d'utiliser des noyaux projectiles n'ayant pas d'état excité stable. C'est le cas de ^9Be et de ^{13}C.

- Le pas très serré des oscillations des distributions angulaires demandera une très bonne résolution en angle, qui sera peut-être difficile à obtenir.

Ces difficultés mises à part, l'usage des ions lourds semble prometteur.

2) Les expériences en coïncidence

Les expériences où les particules de désexcitation sont détectées en coïncidence avec le projectile apporteront peut-être des informations intéressantes sur les résonances géantes, pour deux raisons :

- on peut espérer que les résonances géantes n'ont pas le même spectre de désexcitation que le fond. De telles expériences en coïncidence permettraient alors de réduire le fond dans les spectres, et par là même, d'éliminer une des causes majeures d'incertitude dans l'étude des résonances géantes.

- La mesure du spectre des particules émises par désexcitation des résonances géantes permettra de savoir si celles-ci décroissent par un processus direct ou statistique (cf p. 61). Ces expériences permettront donc de déterminer quelle est l'importance relative de $\Gamma\uparrow$ et $\Gamma\downarrow$. L'arrivée de tels résultats expérimentaux est attendu avec intérêt car les théories RPA commencent à calculer $\Gamma\uparrow$ et $\Gamma\downarrow$, en prenant en compte les couplages des résonances géantes avec le continu et avec

les états 2p-2t (SPE 81). Des expériences sur les noyaux légers ont déjà été entreprises (SPE 81 et références incluses). Sur les noyaux lourds, elles seront plus difficiles à réaliser : dans ces derniers, les résonances géantes décroissent préférentiellement par émission de neutrons, en vertu du principe de Pauli. Or les neutrons sont des particules difficiles à détecter ...

3) Les expériences autour de zéro degré

Les avantages des expériences de diffusion inélastique à tout petit angle sont de deux ordres :

- De façon générale, toutes les multipolarités ont une distribution angulaire différente à petit angle, ce qui doit permettre une séparation aisée de leurs contributions respectives dans le spectre d'excitation. Ceci est particulièrement vrai dans le cas des multipolarités 0^+ et 2^+ : leurs distributions angulaires sont identiques à grand angle de diffusion et ne se différencient que pour $\theta \simeq 0°$. De plus, c'est à petit angle que les distributions angulaires associées à chaque multipolarité sont le moins sensibles au facteur de forme utilisé. Ceci simplifie notablement l'interprétation des résultats.

- Autour de $\theta \simeq 0°$, le moment transféré à la cible par le projectile est réduit au minimum. A titre d'exemple, le moment transféré à une cible de plomb par des particules α de 480 MeV diffusant à 0° et excitant cette dernière à $E^* = 30$ MeV est de $q = 0{,}34$ fermi^{-1}. Cette valeur se situe dans un domaine de moments transférés où la règle de somme EWSR est applicable (cf p.60), ce qui représente un autre avantage appréciable pour l'interprétation des résultats.

En contrepartie, les expériences à zéro degré sont difficiles à réaliser. Elles n'ont été faites jusqu'à maintenant qu'à l'aide de spectromètres magnétiques, avec les difficultés suivantes : le pic élastique est énorme à $\theta \simeq 0°$, et risque de noyer le reste du spectre ; en outre, la diffusion du faisceau incident sur les pelles d'entrée du spectromètre contamine le spectre si des précautions spéciales ne sont pas prises. Des dispositifs expérimentaux ont été mis au point pour résoudre ce problème (. YAM 78, BON 80, BUE 79, YOU 79) et ont permis de mener à bien des expériences à 0°. Citons en particulier la méthode du collimateur actif, utilisé par M. Buenerd et al. (. BON 80) : les pelles d'entrée du spectromètre sont bordées d'un fin scintillateur, permettant d'exclure électroniquement la diffusion du faisceau par ces dernières. Les expériences à 0° nécessitent évidemment en outre des faisceaux de grande qualité, sans halo.

Les trois thèmes d'expériences que nous venons d'évoquer nous semblent prometteurs. Cependant, vu la sélectivité de telles expériences, ces dernières ne donneront au mieux que des résultats partiels. Il faut donc les considérer comme complémentaires.

CONCLUSION

La force multipolaire présente à haute énergie d'excitation est attendue dans les spectres inélastiques sous la forme de bosses larges et plates superposées à un fond continu important. Ces bosses correspondent le plus souvent à un mélange de multipolarités : tout ceci rend difficile leur détection dans les spectres, et, plus encore, l'analyse de leur composition multipolaire. La méthode d'analyse mise au point dans cette thèse nous semble un outil bien adapté à ce travail.

1) La présentation bidimensionnelle des données expérimentales apporte des informations qualitatives directes sur la présence de force multipolaire, avant toute soustraction du fond.

2) La procédure de soustraction du fond que nous avons employée ne supprime pas tout élément subjectif dans cette étape importante de l'analyse ; par son caractère global et systématique, elle représente, cependant, un progrès par rapport à la méthode habituelle de soustraction du fond. La formule analytique que nous avons employée est valable pour les trois noyaux et les deux énergies incidentes que nous avons étudiées. Il resterait à voir quel est son domaine de validité réel, en l'essayant sur des données expérimentales existant déjà, pour d'autres projectiles et pour des énergies incidentes très différentes. Si ce domaine s'avérait large, l'interprétation théorique de cette formule analytique deviendrait intéressante.

3) La procédure de décomposition multipolaire "tranche par tranche" que nous avons employée est bien adaptée à l'étude des hautes énergies d'excitation. Elle donne des résultats quantitativement fiables jusqu'à 35 MeV environ, et permet de s'affranchir de l'hypothèse suivant laquelle la force multipolaire est groupée dans les spectres suivant des pics gaussiens. L'ensemble de cette méthode d'analyse nous a permis d'apporter des précisions sur les résonances géantes déjà connues, et de mettre en évidence des concentrations de force situées à plus haute énergie d'excitation.

La similitude de la répartition multipolaire des trois noyaux étudiés en fonction de $E^* A^{-1/3}$ montre que celle-ci dépend essentiellement des propriétés de la matière nucléaire, et non des détails de structure de chaque noyau.

La zone autour de 40 $A^{-1/3}$ MeV correspond à de la force 3^- $1\hbar\omega$. Celle-ci s'identifie avec la "résonance octupolaire de basse énergie", déjà bien connue.

La zone comprise entre 50 et 100 $A^{-1/3}$ est un mélange de force 0^+, 2^+, 4^+, $2\hbar\omega$. Les résonances géantes monopolaire et quadrupolaire sont bien connues ; l'évaluation de la contribution de la force 4^+ est nouvelle.

La zone comprise entre 100 et 150 $A^{-1/3}$ MeV est un mélange de force 1^-, 3^-, 5^-, $3\hbar\omega$. La force 3^- a déjà été signalée dans quelques noyaux, sous la dénomination "résonance octupolaire de haute énergie". La contribution 5^- est nouvelle ; quant à la contribution $1^-_{T=0}$, elle avait déjà été signalée dans le plomb, mais pas à l'énergie d'excitation où nous la trouvons. La mise en évidence correcte de ce mode dipolaire isoscalaire est d'une grande importance, car sa fréquence donne un accès supplémentaire à la compressibilité de la matière nucléaire. La zone comprise entre 150 et 200 $A^{-1/3}$ MeV est un mélange complexe de beaucoup de multipolarités, signalées pour la première fois dans ce travail. Au-delà de 200 $A^{-1/3}$ MeV, la force multipolaire que nous observons est si diluée qu'elle ne mérite plus le nom de "résonance géante". Elle existe néanmoins, ce qui semble confirmer les résultats de récentes expériences de diffusion inélastiques d'ions lourds (ROY 81), qui montrent la présence de force multipolaire jusqu'à très haute énergie d'excitation.

L'ensemble de nos résultats est en bon accord avec les théories microscopiques du type RPA.

La méthode d'analyse multipolaire que nous avons employée ne donne de résultats fiables qu'avec des distributions angulaires expérimentales mesurées en de nombreux points, et concernant plusieurs périodes d'oscillation. L'obtention de résultats de qualité a été possible parce que nous avons pu réaliser expérimentalement cet impératif pour chacun de nos jeux de données.

Le choix des particules α comme sonde s'est révélé favorable à notre étude. En dehors de la GDR, ces projectiles n'excitent, en effet, que des états isoscalaires, dont la répartition dans le spectre est déjà compliquée : l'excitation simultanée des états isoscalaires et isovecteurs aurait entraîné une situation inextricable.

Mais notre méthode d'analyse se heurte à plusieurs obstacles :

1) Les mauvais accords multipolaires que nous obtenons à $E^* \gtrsim 35$ MeV limitent

la zone de validité de notre analyse. Ils sont probablement dus à des effets d'interférence entre différents modes de vibration de même multipolarité. Ces effets gêneront probablement toute expérience ultérieure dans ce domaine d'énergie.

2) Nous obtenons pour certains états des pourcentages de règle de somme étonnants, en particulier pour les modes à haute énergie d'excitation. Nous avons essayé de montrer que la cause pouvait être la non validité aux grands transferts de la règle de somme, telle qu'elle est appliquée habituellement.

3) A basse énergie d'excitation, la force multipolaire est regroupée en résonances géantes. Séparer ces résonances du fond a une signification claire : il s'agit de séparer des états très collectifs, correspondant le plus souvent à de basses multipolarités (les résonances géantes), d'un grand nombre d'états peu collectifs de grande multipolarité (le fond).

A très haute énergie d'excitation, la séparation entre fond et force multipolaire devient arbitraire, dans la mesure où la force multipolaire s'étale et perd sa collectivité. Les deux processus (excitation de la force multipolaire et excitation du fond) tendent alors à se confondre.

Pour ces trois raisons, nous sommes assez sceptiques sur la possibilité d'aller beaucoup plus loin dans l'analyse de la force multipolaire dans les noyaux. Nous avons essayé de montrer pourquoi les ions lourds de moyenne énergie pourraient être des sondes intéressantes à cet égard, malgré des difficultés expérimentales certaines. Les expériences à zéro degré ont apporté de précieux renseignements, et devraient être poursuivies. Enfin, les expériences où les particules de désexcitation sont détectées en coïncidence avec le projectile contribueront aussi à notre connaissance des résonances géantes.

REFERENCES

ALA83 N Alamanos et al Rapp d'activite CEA 1981,1982,1983 et article a paraitre

ALK77 GD Alkhazov et al Rapp.int Leningrad Nucl Phys Institute 322 (1977)

ARV79 J Arvieux et al Ph Rev Lett vol 42 12 (1979) 753

AUS69 N Austern Direct Nuclear Reaction Theories Wiley Interscience (1969)

AVA80 L Avaldi,R Bonetti, L Colli-Milazzo Phys Lett 94B 4 (1980) 463

AVA81 L Avaldi,R Bonetti,L Colli-Milazzo Phys Rev C vol 24 1 (1981) 71

AZZ81 N Azziz et C Wong PH Rev C vol 24 5 (1981)

BAL70 R Balian et C Bloch Annals of Physics 60 (1970) 40 et 63 (1971) 592

BAS62 RH Bassel,GR Satchler,RM Drisko et E Rost Ph Rev 128 (1962) 2699

BAU79 TS Bauer et al Ph Rev C vol 19 4 (1979) 1438

BAU81 W Bauhoff et H von Geramb Communication privee

BEI74 H Beil et al Nuc Phys A227 (1974) 427

BEI75 M Beiner,H Flocard,N van Giai, et P Quentin Nucl Phys A 238 (1975) 29

BER77 R Bergere Lecture Notes in Physics 61 1 (1977)

BER75 BL Berman et SC Fultz Rev Mod Phys 47 713 (1975)

BER75 BL Berman Nucl Data Tables 15 (1975) 319

BER69 AM Bernstein Adv Nucl Phys 3 325 (1969)

BER76 FE Bertrand Ann Rev Nucl Sci 26 (1976) 457

BER80 FE Bertrand Proc of the int conf on nucl phys Berkeley (1980) NHPC

BER80 FE Bertrand et al Ph Rev C 22 (1980) 1832

BER81 FE Bertrand et al Nucl Phys A 354 (1981) 129

BER75 GF Bertsch et SF Tsai Phys Rep C 18 (1975) 125
et GF Bertsch Phys Rev C 11 (1975) 1634

BER77 GF Bertsch Les Houches XXX (1977)

BER78 GF Bertsch Phys Lett 73B (1978) 248

BES75 DR Bes,RA Broglia,BS Nilsson Ph Rep 16 1 (1975)

BEU75 R Beurtey Summer School Nuclear and Particle Physics at Intermediate Energies Brentwood College BC Canada (1975)

BLA52 JM Blatt et VF Weisskopf Theoretical Nuclear Physics (Wiley 1952)

BLA76 JP Blaizot,B Gogny et B Grammaticos Nuc Phys A 265 (1976) 315

BLA77 JP Blaizot et D Gogny Nucl Ph A284 (1977) 429

BOH75 A Bohr et BR Mottelson Nuclear Structure (Benjamin 1975)

BOH79 O Bohigas,AM Lane et J Martorell Phys Rep 51 5 (1979)

BON80 C Bonhomme These 3e Cycle Grenoble (1980)

BRI67 DM Brink et DE Boecker Nuc Phys A 91 (1967) 1

BRU72 G Bruge,A Chaumeaux,R DeVries et GC Morrisson
Ph Rev Lett vol 29 5 (1972) 295

BUE79 M Buenerd et al Ph Lett 84 B (1979) 305

BUE81 M Buenerd Workshop ICTP Trieste (1981)

BUE81 M Buenerd et D Lebrun Phys Rev C 24 (1981) 1356

BUE82 M Buenerd XX International Meeting on Nuclear Physics Bormio (1982)

CAR74 P Carlos et al Nuc Phys A219 (1974) 61

CAR80 TA Carey et al Ph Rev Lett 45 (1980) 239

CHA75 C Chang et al Phys Rev Lett 34 (1975) 221

DEC80 J Decharge et D Gogny Ph Rev C vol 21 4 (1980)

DEC82 J Decharge ,D Gogny,P Grammaticos et L Sips Ph Rev Lett vol 49 14 (1982)
et communications privees

DEH77 JS Dehesa et al Ph Rev C 15 (1977) 1858

DJA80 C Djalali et al Z Phys A 298 (1980) 79

DJA82 C Djalali,N Marty,M Morlet et A Willis Nuc Phys A 380 (1982) 42

DOL79 P Doll et al Phys Rev Lett 42 (1979) 366

EYR79 W Eyrich,A Hofman,U Scheib,S Schneider et F Vogler
Phys Rev Lett 43 (1979) 1369

FES80 H Fesbach,AK Kerman et S Koonin Ann Phys 125 (1980) 429

FUK72 S Fukuda et Y Torizuka Ph Rev Lett 29 (1972) 1109

GAD81 E Gadioli communication privee

GIA81 N van Giai Phys Lett 105 B (1981) 11
et N van Giai et H Sagawa Nuc Ph A 371 (1981)1

GOG75 D Gogny Nuclear Self Consistent Fields ed: G Ripka et M Porneuf
(North Holland 1975)

GRE68 GW Greenlees et al Ph Rev C 171 (1968) + 15

HAR77 MN Harakeh et al Ph Rev Lett 38 (1977) 676 et Nuc Ph A 327 (1979) 373

HAR81 MN Harakeh et AEL Dieperink Ph Rev C vol23 5 (1981) 2329

HAS81 R Hasse Proc Int Workshop IX on gross properties of nuclei and nuclear excitations Hirschegg (1981)

HOL81 G Eckart,G Holzwarth et JP Providencia Nuc Phys A364 (1981)

HOR75 D Horen et al Ph Rev C 11 (1975) 1247

HOS76 T Hoshino et A Arima Ph Rev Lett 37 (1976) 266

INO68 M Inoue Nucl Phys A 119 (1968) 449

IZU81 T Izumoto et al Phys Rev C vol 24 5 (1981) 2179

KAM77 SP Kamerdzhiev Proc LINP XII Winter School Leningrad (1977)

KAM79 SP Kamerdzhiev Proc IV Seminar on electromagnetic interactions of nuclei at low and medium energies Moscou (1979)

KNU76 W Knupfer et MG Huber Ph Rev C 14 (1976) 2254

KOC73 D Kocher et al Ph Rev Lett 31 (1973) 1070
et erratum Phys Rev Lett 32 (1974) 264

KOH76 HS Kohler Nuc Ph A 258 (1976) 301

KRE74 S Krewald et J Speth Ph Lett 52B (1974) 295

LEB81 D Lebrun These d'etat (1981) Grenoble

LEV60 JS Levinger Nuclear Photodesintegration Oxford U Press (1960)

LEW72 MB Lewis et FE Bertrand Nucl Phys A196 (1972) 337

LEW74 MB Lewis Phys Rev C vol 9 5 (1974) 1878

LIU76 KF Liu et GE Brown Nuc Phys A 265 (1976) 385

MAR75 N Marty,N Morlet,A Willis, V Comparat, R Frascaria
Nucl Phys A 238 (1975) 93

MES64 A Messiah Mecanique Quantique Dunod 1964

MIL80 G Milleret Tiroir integrateur avec moniteur a mouvement propre corrige,realise par le groupe "detecteurs" du LNS

MOA73 A Moalem et al Ph Rev Lett 31 (1973) 482

MOR70 CG Morgan et D Jackson Ph Rev C 188 (1970)

MOR80 HP Morsch et al Ph Rev Lett vol 45 5 (1980) 337
et Ph Rev C 22 (1980) 489

MOR81 HP Morsch et P Dekowski Preprint Julich 1981

MOS76 JM Moss et al Ph Rev Lett 37 (1976) 816 et Ph Rev C 18 (1978) 741

MOS78 JM Moss et al Phys Rev C vol 18 2 (1978)

NAG73 M Nagao et Y Torizuka Ph Rev Lett 30 (1973) 1068

NIX80 JR Nix et AJ Sierk Ph Rev C 21 396 (1980)

OAK79 Proceedings of the giant multipole resonance topical conference Oak ridge (1979) Harwood

PIT72 R Pitthan et T Walcher Z Naturforsch 27 a (1972) 1683

PIT74 R Pitthan et al Ph Rev Lett 33 (1974) 849

PIT77 R Pitthan et FR Buskirk Phys Rev C 16 (1977) 983

QUE80 H Quechon These,Orsay 1980 et a paraitre dans Phys Rev

RAY71 J Raynal Seminar Course on Computing as a Language in Physics ICTP Trieste (1971) et communications privees

ROW70 DJ Rowe Nuclear Collective Motion Methuen 1970

ROY81 JC Roynette et al Z Phys A 229 (1981) 73

SAR79 B Bricaud,JC Faivre et J Pain IEEE Trans Nucl Sci NS26 (1979) 4641

SAS77 M Sasac et Y Torizuka Ph Rev C vol 15 1 (1977) 217

SAT66 GR Satchler Lectures in Theoretical Physics VIII C ed:PD Kunz,DA Lind et WE Brittin Boulder Colorado (1966)

SAT71 GR Satchler Ph Lett 35B 279 (1971)

SAT72 GR Satchler Nucl Phys A 195 (1972) 1

SAT73 GR Satchler Particles and Nuclei 5 105 (1973)

SAU73 J Saudinos et al NIM 111 (1973) 77

SER82 FE Serr,PF Bortignon,RA Broglia Soumis a Nuclear Phys A (1982)

SCH75 A Schwierczinski et al Ph Rev Lett 35 (1975) 1244

SOL76 VG Soloviev Theory of Complex Nuclei (Oxford,Pergamon Press 1976)

SPE79 J Speth voir OAK79

SPE81 J Speth Reports on Progress in Physics (1981)

TAM65 T Tamura Rev Mod Physics 37 679 (1965)

TAM78 T Tamura et T Udagawa Phys Lett 78 B (1978) 189

TAM80 T Tamura Proc RCNP Int Symp on Highly Excited States in Nuclear Reactions Osaka 1980 p33

TAM82 T Tamura Phys Rev C vol 26 2 (1982) 379

TOR73 Y Torizuka et al Res Rep Lab Nuc Sci Tohoku Univ 6

WAM79 J Wambach et al Nucl Phys A324 (1979) 77

WIL80 A Willis et al Nuc Ph A344 (1980) 137

YAM78 T Yamagata et al Ph Rev Lett 40 (1978) 1628

YAM79 T Yamagata voir OAK79

YAM81 T Yamagata et al Ph Rev C 23 (1981) 937

YOU76 DH Youngblood et al Ph Rev C 13 (1976) 994

YOU77 DH Youngblood et al Ph Rev Lett 39 (1977) 1188

YOU79 DH Youngblood (voir OAK79)

YOU81 DH Youngblood et al Ph Rev C 23 (1981) 1997

RESUME

Une expérience de diffusion de particules alpha de 340 et 480 MeV sur les noyaux ^{208}Pb, ^{116}Sn et ^{58}Ni a permis de mesurer la section efficace inélastique jusqu'à 60 MeV d'excitation, dans un large domaine d'angles de diffusion. Les données expérimentales ont été analysées à l'aide d'une méthode nouvelle et globale. La fonction de réponse ainsi obtenue apporte des précisions sur les résonances géantes électriques connues, et montre la présence de nouvelles concentrations de force multipolaire à très haute énergie d'excitation.

MOTS - CLE

1- Résonances géantes
2- Diffusion inélastique
3- Particules alpha